

Введение в непертурбативную кинетическую теорию кварк- глюонной плазмы - I

С. А. Смолянский

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

**Дубна, Физика тяжелых ионов: от LHC к NICA,
30 января – 4 февраля 2017**

1. Историческая справка. Формула SHES.
2. Интерпретация
3. Кинетические уравнения (КУ)
 - 3.1. Связь между кинетикой и гидродинамикой
 - 3.2. КУ (случай линейной поляризации)
4. Особенности эволюции ЭПП
 - 4.1. Три стадии эволюции
 - 4.2. Рост энтропии
 - 4.3. Сильная неравновесность
 - 4.4. Вакуумное рождение как индуцированный полем фазовый переход
5. Остаточные токи
6. Проблемы

1. Историческая справка. Формула SHES.

von Sauter (1931)

W.Heisenberg and H.Euler (1936)

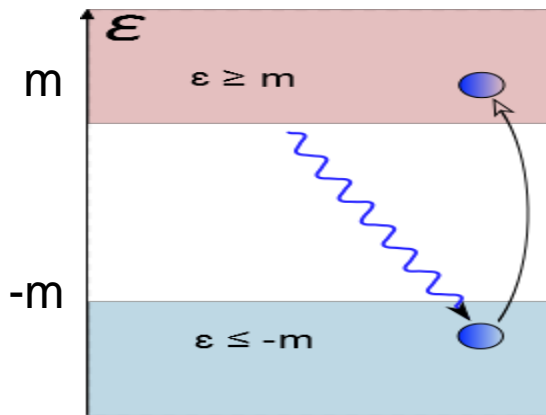
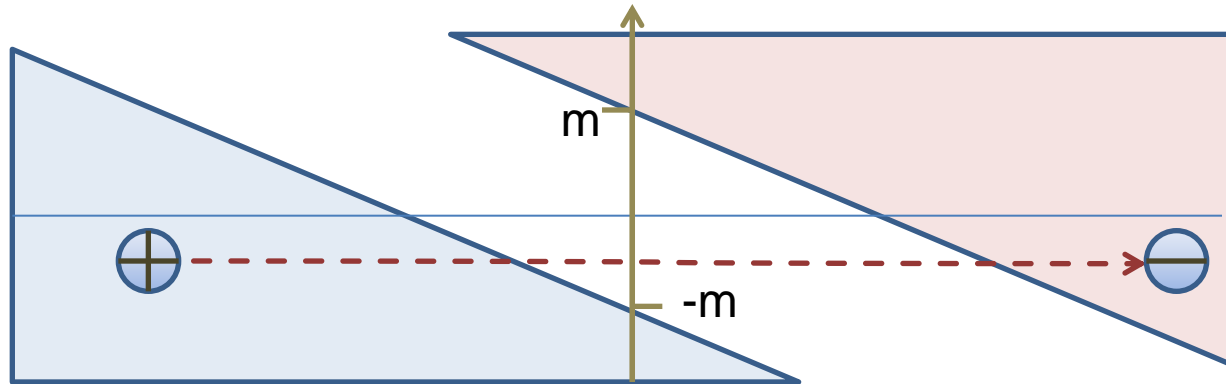
J.Schvinger (1951)

$$W_{t \rightarrow \infty} = \frac{e^2 E^2}{4\pi^3} \exp\left(-\frac{\pi E_c}{E}\right),$$

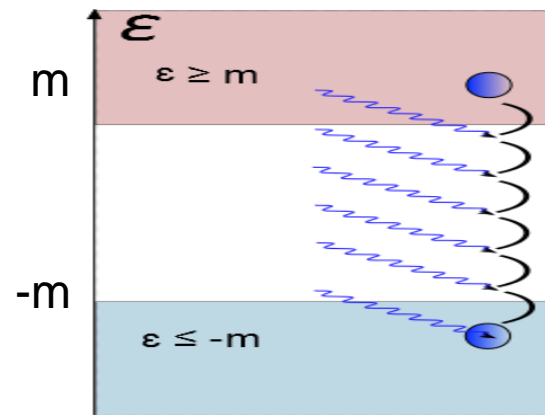
$$E_c = m^2 c^3 / e\hbar = m^2 / e \simeq 10^{16} \text{В/см},$$

$$\hbar = c = 1$$

2. Интерпретация:



single-photon process



multi-photon process

3. Кинетическое уравнение (КУ)

3.1. Связь между кинетикой и гидродинамикой

Теорема о моментах

$$M_{k_1+k_2+k_3} = \int d^3 p f(\bar{p}, \bar{x}, t) (p^1)^{k_1} (p^2)^{k_2} (p^3)^{k_3}$$

3.2. Кинетическое уравнение для случая линейной поляризации

Зависящее от времени электрическое поле при использовании Гамильтоновой калибровки в этом случае представимо в виде:

$$A^n(t) = (0, 0, 0, A(t))$$

$$E(t) = -\dot{A}(t)$$

$$\dot{f}(\mathbf{p}, t) = \frac{1}{2} \lambda(\mathbf{p}, t) \int_{t_0}^t dt' \lambda(\mathbf{p}, t') [1 - 2f(\mathbf{p}, t')] \cos \theta(t, t'),$$

здесь использованы обозначения:

$$\lambda(\mathbf{p}, t) = eE(t)\varepsilon_{\perp}/\varepsilon^2(\mathbf{p}, t), \quad \varepsilon(\mathbf{p}, t) = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^2(\mathbf{p}) + P^2},$$

$$\theta(t, t') = 2 \int_{t'}^t d\tau \varepsilon(\mathbf{p}, \tau). \quad \varepsilon_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2},$$

$$P = p_{\parallel} - eA(t).$$

**KE удобно представить в виде системы
обыкновенных дифференциальных
уравнений :**

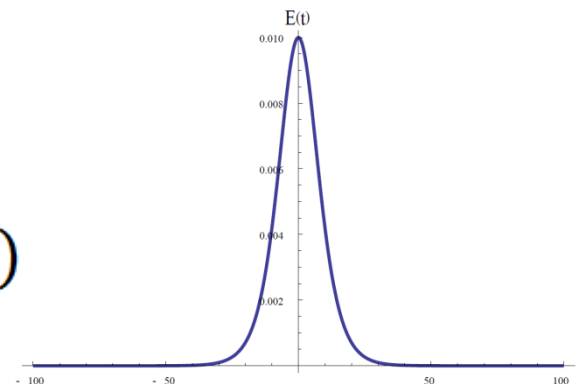
$$\dot{f} = \frac{1}{2} \lambda u, \quad \dot{u} = \lambda(1 - 2f) - 2\varepsilon v, \quad \dot{v} = 2\varepsilon u$$

4.1. Три стадии эволюции :

Two external field models will be used below

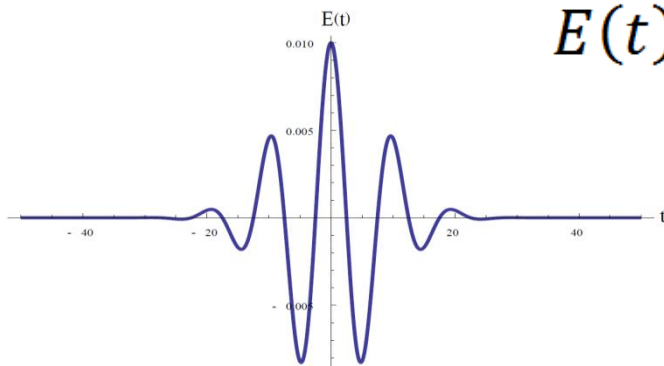
the Eckart – Sauter field
(one sheeted model):

$$E(t) = E_0 \operatorname{cosh}^{-2}(t/\tau)$$

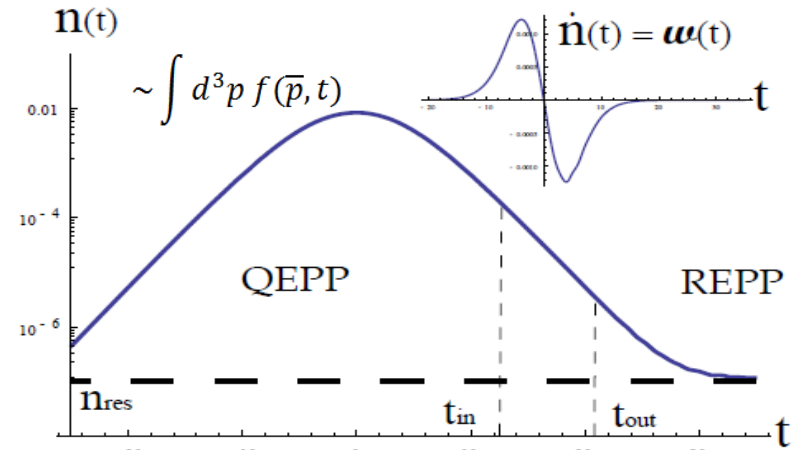
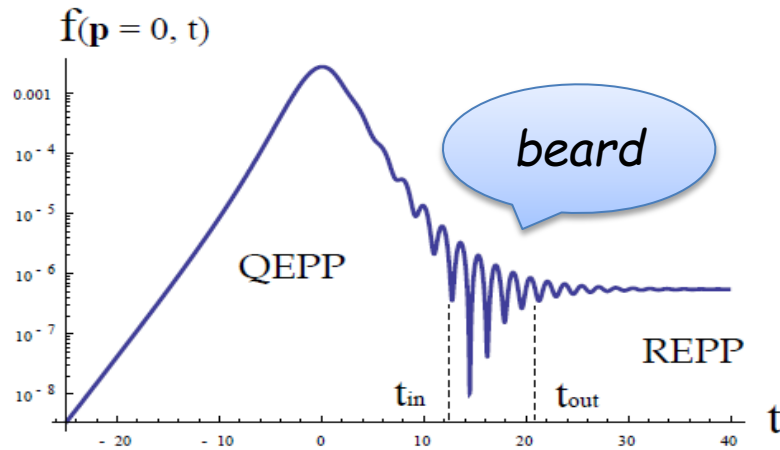


the Gaussian model of the laser pulse
(many-sheeted model):

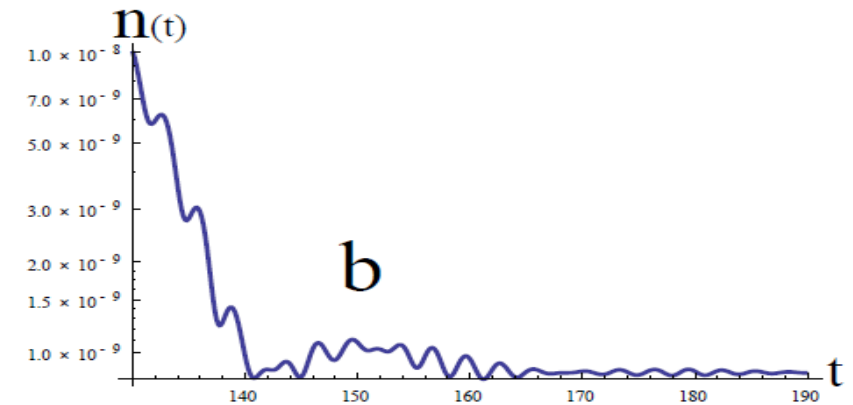
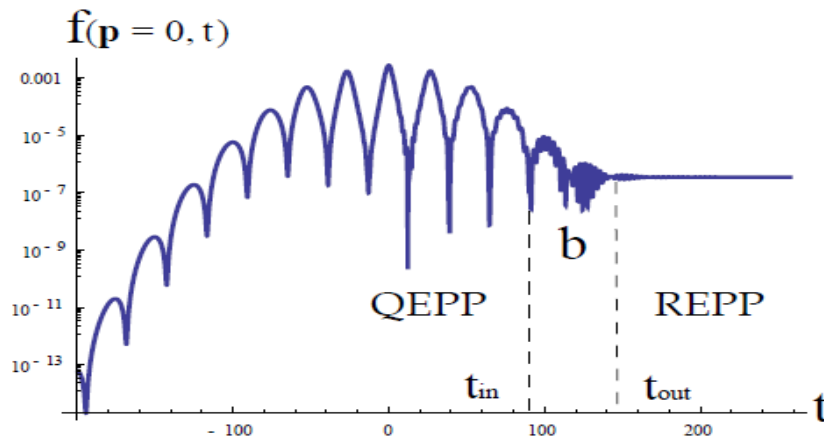
$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) e^{-t^2/2\tau^2}$$



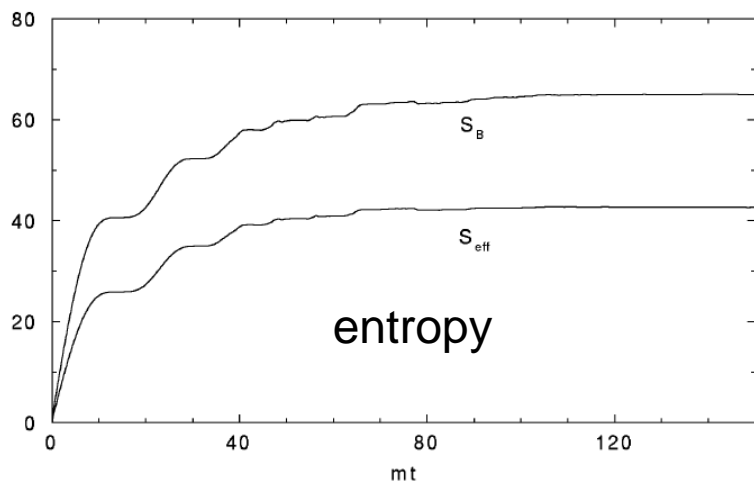
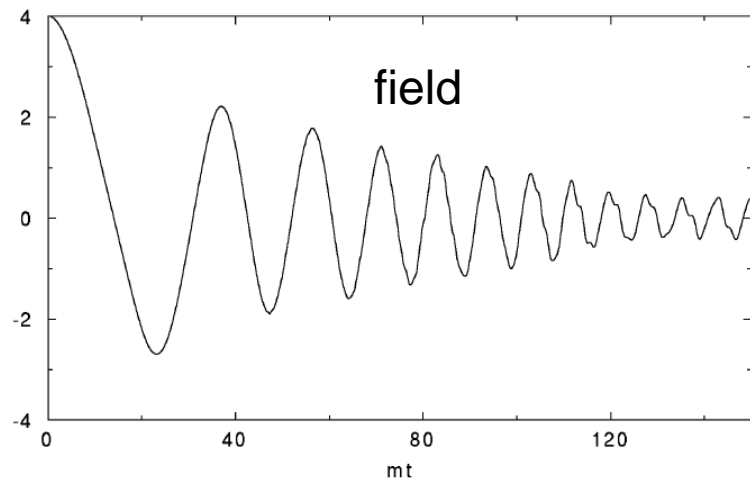
Stages of evolution for Eckart – Sauter model:



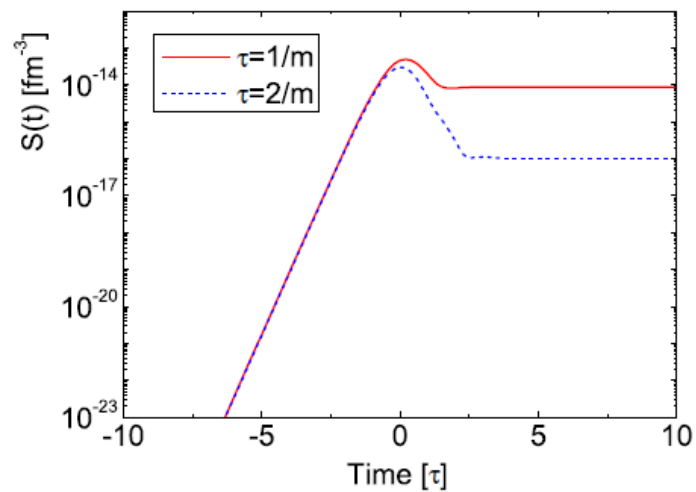
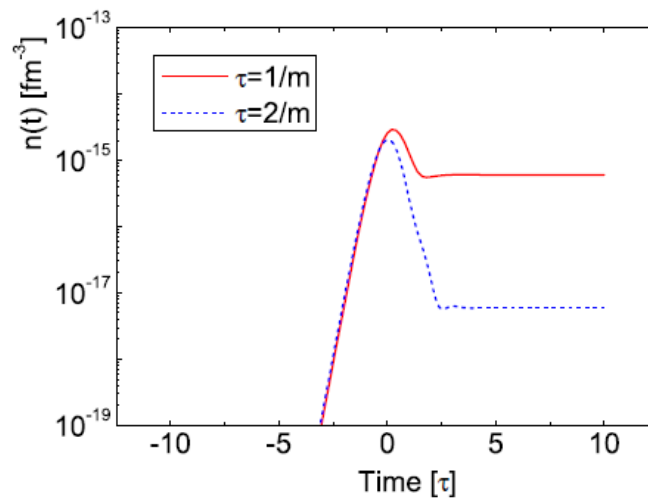
Stages of evolution for Gaussian laser model:



4.2. Рост энтропии:



S.Habib, Y.Kluger, E.Mottola and J.P.Paz
Phys. Rev. L **76** 4660 (1996).



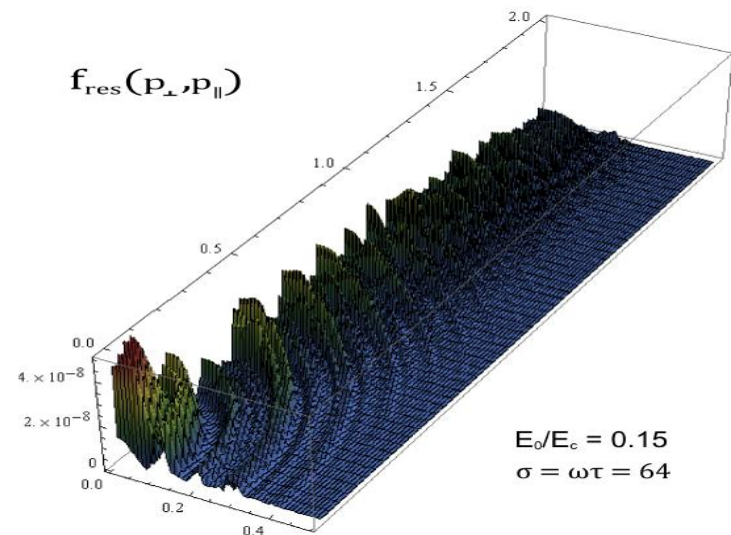
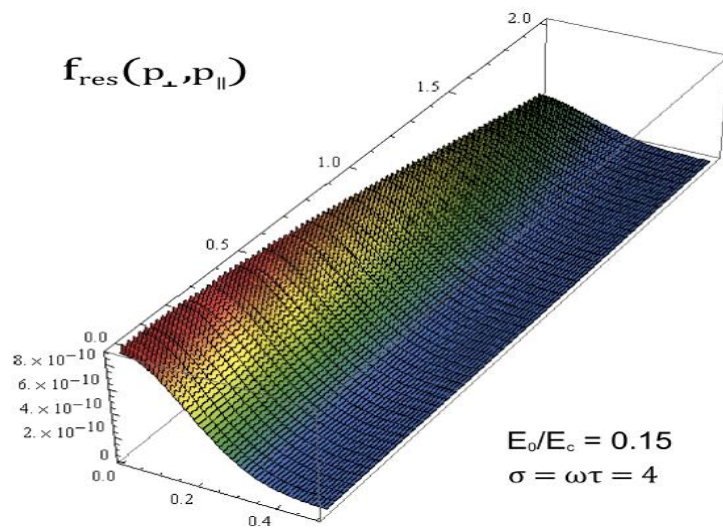
S.A.Smolyansky, A.D.Panferov,
A.V.Prozorkevich and M.Bonitz
P-Adic Numbers, Ultrametric Analysis and
Applications 4, 319 (2012)

4.3. Сильная неравновесность:

В пределе неограниченной длительности импульса Экарта-Заутера $\tau \rightarrow \infty$, результат его действия эквивалентен случаю постоянного поля $E(t)=\text{const}$
(model Nikishov-Narozhny, Gavrilov-Gitman, Kluger-Mottola-Eisenberg)

$$f_{out}(\mathbf{p}) = f_{out}(p_{\perp}) \sim \exp\left\{-\frac{E_c}{E_0} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{m}\right)^2\right\}$$

$p_{\parallel} = p_3$ - degeneration



4.4. Вакуумное рождение ЭПП как индуцированный полем фазовый переход

- 1) Для всех видов зависимости внешнего электрического поля от времени в эволюции функции распределения $f(t)$ могут быть выделены три типа областей:
 - область стабильной эволюции квазичастичной плазмы с плавной зависимостью от времени;
 - область быстрых осцилляций функции распределения при уменьшении напряженности внешнего поля;
 - конечное состояние с постоянным значением функции распределения, соответствующей остаточной электрон-позитронной плазме.
- 2) Рост энтропии
- 3) Сильно неравновесное состояние образующейся плазмы

Some corroborated examples to date:

- **KE's in the scalar QED**
- **KE's in the standard QED with the H-field**
- **KE's in the FRW space - time**
 - α) for the scalars and fermions**
(Grib, Mamaev, Mostepanenko et al)
 - β) for the massive W-bosons**
(Rubakov, Veriaskin, Lapchinski;
Dmitriev, Dabrovski, Blaschke, Smolyansky)
- **KE in the $D = 2 + 1$ QED**
(Panferov, Blaschke, Smolyansky, Gevorgyan, Churochkin)

Mathematical foundation:

The all these KE's belong to the united class of the integro-differential equations of the non-Markovian type with the fast oscillated kernel

5. ОСТАТОЧНЫЕ ТОКИ

S.A.Smolyansky, V.V.Dmitriev, A.D.Panferov, B.Kämpfer – report on XXIII Baldin ISHEPP, Sept. 19-24 (2016).

$$j(t) = j_{cond}(t) + j_{pol}(t),$$

$$j_{cond}^k(t) = -8ev^2 \int_B \frac{d^2p}{(2\pi)^2} f(\bar{p}, t) \frac{p^k}{\varepsilon}$$

$$j_{pol}^k(t) = 8ev^2 \int_B \frac{d^2p}{(2\pi)^2} u(\bar{p}, t) \frac{p^k}{\varepsilon}$$

**В безмассовой КЭД $D=2+1$ $A^k(t) = (0, A^1(t), A^2(t), 0)$,
 $\varepsilon(\bar{p}, t) = v\sqrt{\bar{P}^2}$ и $\lambda(\bar{p}, t) = ev^2 [E_1 P_2 - E_2 P_1] / \varepsilon^2(\bar{p}, t)$;
 $v = c = 1$ в вакуумной КЭД и $v = v_F$ в графене.**

Как ведут себя эти токи после выключения внешнего поля $t > t_{out}$?
В соответствии с КЕ для $t > t_{out}$ имеем:

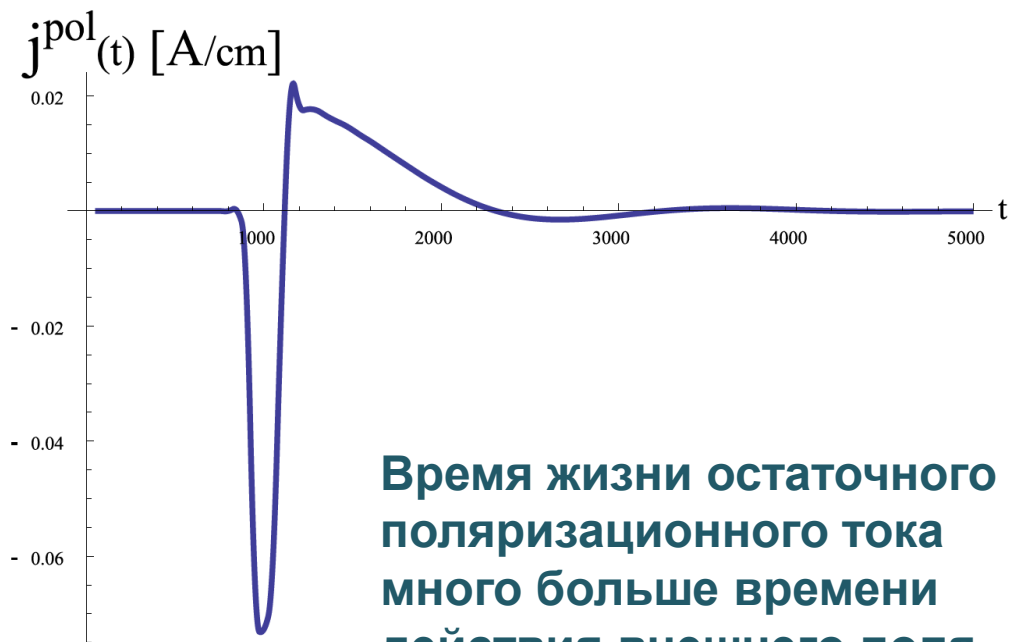
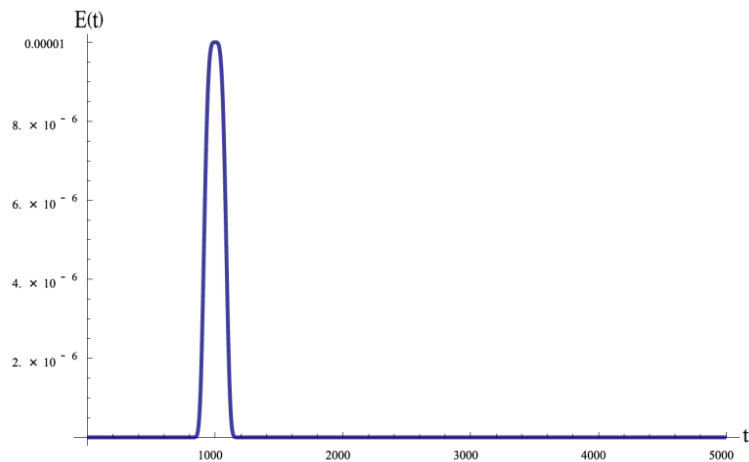
$$\dot{f}(t) = 0, \quad f(t > t_{out}) = const.$$

Выражение для поляризованного тока в этом случае можно записать с использованием параметра порядка $\Phi = u + iv = f^{(+)} = f^{(-)*}$:

$$j_{pol}^k(t > t_{out}) = 8ev^2 \int_B \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \frac{p^k}{\varepsilon_{out}(\vec{p})} \Phi_{out}(\vec{p}) \cos[2\varepsilon_{out}(\vec{p})(t - t_{out})].$$

Это выражение непертурбативно, т.е. является строгим следствием уравнений движения КЭД.

В качестве иллюстрации рассмотрим поведение поляризационного тока во время действия и после прекращения действия одиночного импульса электрического поля супергауссовой формы $E(t) = E_0 \exp[-(t - t_m)^n / 2\tau^n]$.



$$n = 4$$

$$E_0 = 1.088 * 10^3 \text{ V/cm}$$

$$t_m = 2.46 * 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau = 1.96 * 10^{-14} \text{ s}$$

Время жизни остаточного поляризационного тока много больше времени действия внешнего поля.

6. Проблемы

- остаточные токи в $D = 3 + 1$ КЭД
- обобщение на случай эллиптической поляризации
- излучение: D.V.Blaschke, B.Kämpfer, S.M.Schmidt, A.D.Panferov, A.V.Prozorkevich, S.A.Smolyansky, Phys. Rev. D, 88, 045017 (2013).



СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ