

ВАКУУМНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ: СТАТИСТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

С.А. Смолянский, Д.Б. Блашке, А.В. Тараканов, С.М. Шмидт

В настоящем обзоре собраны известные сведения об эволюции сильно неравновесной квазичастичной электрон-позитронной плазмы, генерируемой из вакуума под воздействием сильных нестационарных электромагнитных полей. Методической основой служат квантовые кинетические уравнения немарковского типа, которые являются непертурбативным следствием основных уравнений квантовой электродинамики в бесстолкновительном приближении.

Ключевые слова: Вакуумное рождение, электрон-позитронная плазма, кинетическое уравнение, эффект Швингера.

Введение

Перспективы развития лазерной технологии ставят на повестку дня экспериментальную проверку квантовой электродинамики в сильных полях и, в частности, эффекта Швингера вакуумного рождения электрон-позитронных пар. Этот эффект, первоначально предсказанный в случае постоянных электрических полей [1,3], неоднократно обсуждался для случая интенсивных «лазерных» полей как оптического [4–12], так и рентгеновского диапазонов [13–15]. Стали актуальными перспективные оценки рождения μ - и π -мезонов в $(e^-e^+\gamma)$ -плазме [16].

На современном уровне теоретических исследований обычным является предположение о пространственной однородности электрического поля и игнорировании магнитного поля. Эти условия приближенно выполняются при фокусировке лазерного поля на расстояниях порядка длины волны λ , поскольку процесс вакуумного рождения частиц определяется комптоновской длиной $\lambda_c \ll \lambda$ (например, [6]). В этом случае один из двух инвариантов электромагнитного поля

$$J_1 = E^2 - H^2 \quad \text{и} \quad J_2 = \vec{E}\vec{H} \quad (1)$$

отличен от нуля, $J_1 \neq 0$, что обеспечивает возможность существования эффекта Швингера [3].

Как правило, здесь подразумевается рождение реальных электрон-позитронных пар, которые остаются, например, в фокусном пятне после прохождения лазерного импульса. Оценки показывают [5], что в докритических полях

$$E \lesssim E_{cr} = m^2/|e| \quad (2)$$

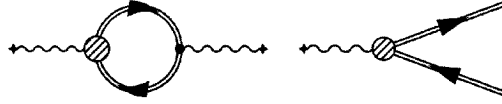


Рис. 1. Диаграммная интерпретация перехода от квазичастичной электрон-позитронной пары при $E \leq E_{cr}$ (левая диаграмма) к реальной при $E \geq E_{cr}$ (правая диаграмма)

реальные электрон-позитронные пары практически не генерируются. С другой стороны, эволюцию электромагнитного поля, в том числе достаточно слабого, всегда сопровождает квазичастичная электрон-позитронная плазма (ЭПП).

В этом случае, по-видимому, требования $J_1 \neq 0$, $J_2 \neq 0$ не являются обязательными. Генерация квазичастичной ЭПП достаточно высокой плотности служит предвестником рождения реальной ЭПП. Происходящие при этом процессы иллюстрируют скелетные диаграммы рис. 1: при достижении критического поля начинается диссоциация (правая диаграмма) вакуумных диаграмм во внешнем поле и квазичастичная электрон-позитронная пара трансформируется в реальную. Другими словами, диссоциация вакуумной флуктуации происходит в том случае, когда e^- и e^+ как квазичастицы приобретают на комптоновской длине $\lambda_c = 1/m$ критическую энергию, то есть $|e|E_{cr}\lambda_c \sim 2m$.

Если для описания рождения реальной ЭПП достаточно S-матричных методов, содержащих адиабатическую гипотезу о выключении внешнего поля при $t \rightarrow \pm\infty$, то описание квазичастичной ЭПП эксклюзивно основано на методах кинетической теории. Краткому обзору кинетических методов описания эволюции квазичастичной ЭПП посвящен настоящий обзор. В разделе 1 суммированы известные в настоящее время сведения о кинетике квазичастичной ЭПП, а в разделе 2 – об отклике вакуумной квазичастичной ЭПП на внешнее воздействие. Заключение содержит краткий перечень других направлений исследования вакуумной квазичастичной плазмы.

1. Кинетика квазичастичной электрон-позитронной плазмы

Простейшее кинетическое уравнение (КУ) для описания вакуумного рождения и аннигиляции квазичастичной ЭПП (см. левую диаграмму рис. 1) было предложено в работах [17, 18] для квазиклассического внешнего линейно поляризованного поля с векторным потенциалом в гамильтоновой калибровке $A^H(0, 0, 0, A(t))$ в бесстолкновительном приближении (КУ власовского типа)

$$\dot{f}(\vec{p}, t) = \frac{1}{2}\lambda(\vec{p}, t) \int_{t_0}^t dt' \lambda(\vec{p}, t') [1 - 2f(\vec{p}, t')] \cos \Theta(\vec{p}, t, t'), \quad (3)$$

где λ и Θ – амплитуда и набег высокочастотной фазы квантовых осцилляций –

$$\lambda(\vec{p}, t) = \frac{eE(t) \varepsilon_{\perp}}{\omega^2(\vec{p}, t)}, \quad (4)$$

$$\Theta(\vec{p}, t, t') = 2 \int_{t'}^t d\tau \omega(\vec{p}, \tau). \quad (5)$$

Здесь e – заряд электрона со своим знаком, $E(t) = -\dot{A}(t)$, а

$$\omega(\vec{p}, t) = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^2 + P^2}, \quad \varepsilon_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2 \quad (6)$$

– полная и «поперечная» энергии, соответственно, $P = p - eA(t)$. Периодический множитель в подынтегральном выражении КУ (3) описывает квантовые осцилляции на удвоенной частоте $\omega(\vec{p}, t)$, промодулированные внешним полем. Некоторые

свойства этого интегро-дифференциального КУ немарковского типа (уравнение типа Вольтерры) были изучены в работах [18–21]. Можно записать (3) в системе ОДУ

$$\dot{f} = \frac{1}{2}\lambda u, \quad \dot{u} = \lambda(1 - 2f) - 2\omega v, \quad \dot{v} = 2\omega u, \quad (7)$$

которая удобна для численного анализа. Интегралы столкновений, дополняющие КУ (3), были получены в работах [22, 23]. Обобщение КУ (3) на случай, когда наряду с электрическим полем $A(t)$ действует сильное постоянное магнитное поле $\vec{H}(0, 0, H)$, дано в [24]. Система (7) была получена также в работе [25]. Функция распределения квазичастичной ЭПП в (3) определена как вакуумное ожидание по in-вакууму в квазичастичном представлении [26]

$$f(\vec{p}, t) = \langle 0_{\text{in}} | a^+(\vec{p}, t) a(\vec{p}, t) | 0_{\text{in}} \rangle. \quad (8)$$

Такое определение не всегда адекватно постановке задачи, например, в ранней космологии понятие частицы определено только в out-вакууме.

Первоначально КУ (3) (или эквивалентная ему система (7)) было получено в рамках метода зависящего от времени канонического преобразования Боголюбова [26]. Впоследствии был разработан метод, основанный на осцилляторном представлении [27], который оказался наиболее эффективным при получении КУ типа (3).

В частности, это представление оказалось очень полезным при обобщении КУ (3) на случай внешнего электрического поля произвольной поляризации $A^H(0, \vec{A}(t))$ [28–31]. В результате учета спиновых эффектов соответствующая система КУ значительно усложняется по сравнению с системой (7). Для полного описания процессов вакуумного рождения квазичастичных электрон-позитронных пар достаточно задать три матричных функции (при условии электронейтральности системы)

$$\begin{aligned} f_{\alpha\beta}(\vec{p}, t) &= \langle 0_{\text{in}} | a_{\beta}^+(\vec{p}, t) a_{\alpha}(\vec{p}, t) | 0_{\text{in}} \rangle, \\ f_{\alpha\beta}^{(+)}(\vec{p}, t) &= \langle 0_{\text{in}} | a_{\beta}^+(\vec{p}, t) b_{\alpha}^+(-\vec{p}, t) | 0_{\text{in}} \rangle, \\ f_{\alpha\beta}^{(-)}(\vec{p}, t) &= \langle 0_{\text{in}} | b_{\beta}(-\vec{p}, t) a_{\alpha}(\vec{p}, t) | 0_{\text{in}} \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Чтобы выделить спиновые эффекты, можно выполнить здесь стандартные разложения по матрицам Паули типа

$$f = f_0 + f_k \sigma^k. \quad (10)$$

В таком спиновом представлении результирующая система КУ будет иметь следующий вид ($u = \text{Re} f^{(+)}$, $v = \text{Im} f^{(+)}$):

$$\begin{aligned} \dot{f}_0 &= -2\vec{q}\vec{u}, & \dot{f}_k &= -2u_0 q_k - 2[\vec{f}\vec{U}]_k + 2[\vec{v}\vec{q}]_k, \\ \dot{f}_0^c &= 2\vec{q}\vec{u}, & \dot{f}_k^c &= 2u_0 q_k - 2[\vec{f}^c\vec{U}]_k - 2[\vec{v}\vec{q}]_k, \\ \dot{u}_0 &= 2\omega v_0 + (\vec{f} - \vec{f}^c)\vec{q}, & \dot{u}_k &= 2\omega v_k - 2[\vec{u}\vec{U}]_k + (f_0 - f_0^c)q_k, \\ \dot{v}_0 &= -2\omega u_0, & \dot{v}_k &= -2\omega u_k - 2[\vec{v}\vec{U}]_k + [(\vec{f} + \vec{f}^c)\vec{q}]_k, \end{aligned} \quad (11)$$

где теперь $\vec{P} = \vec{p} - e\vec{A}(t)$,

$$\omega = \sqrt{m^2 + P^2}, \quad \omega_+ = \omega + m, \quad (12)$$

а $\vec{q} = a[\vec{P}(\vec{P}\vec{E}) - \vec{E}\omega\omega_+]$, $\vec{U} = a\omega[\vec{P}\vec{E}]$, $a = e/(2\omega^2\omega_+)$. В случае линейно поляризованного поля эта система переходит в (7). КУ (3) или, в более общем случае, замкнутая система уравнений (11) являются непertурбативными следствиями динамики фермионных полей в присутствии сильного квазиклассического электрического поля. На рис. 2 [30] показана временная зависимость плотности числа рожденных квазичастичных электрон-позитронных пар

$$n(t) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3p f_0(\vec{p}, t) \quad (13)$$

для линейно и циркулярно поляризованного поля. При вычислениях была использована укороченная система уравнений (11), которая получается при учете только первых слагаемых в разложениях (10) (пренебрежение спиновыми эффектами, ролью которых, по-видимому, можно пренебречь в случае достаточно слабых, подкритических полей $E \ll E_{cr}$).

Уже простейшее КУ (3) содержит в себе эффекты либо «бозевского усиления» ($1 + 2f$), либо «фермиевского подавления» ($1 - 2f$). С этой точки зрения, присутствие «первоначальной» плазмы затрудняет вакуумное рождение ЭПП и ее наблюдение (укажем, тем не менее, работы [32, 33], относящиеся к этому направлению). Некоторые общие особенности вакуумной генерации квазичастичной ЭПП в присутствии начальной ЭПП с функцией распределения $f_{in}(\vec{p})$ были изучены в работе [34]. Отметим также работу [35], идеи которой могут оказаться полезными для рассматриваемого направления.

Проблема обратной реакции (BR-проблема) в сильных электрических и хромоэлектрических полях обсуждалась достаточно давно [18, 20, 36] в случае линейной поляризации поля на основе КУ (3). В общем случае проблема должна быть исследована на основе системы КУ (11) с полным полем $A(t) = A_{in}(t) + A_{ex}(t)$,

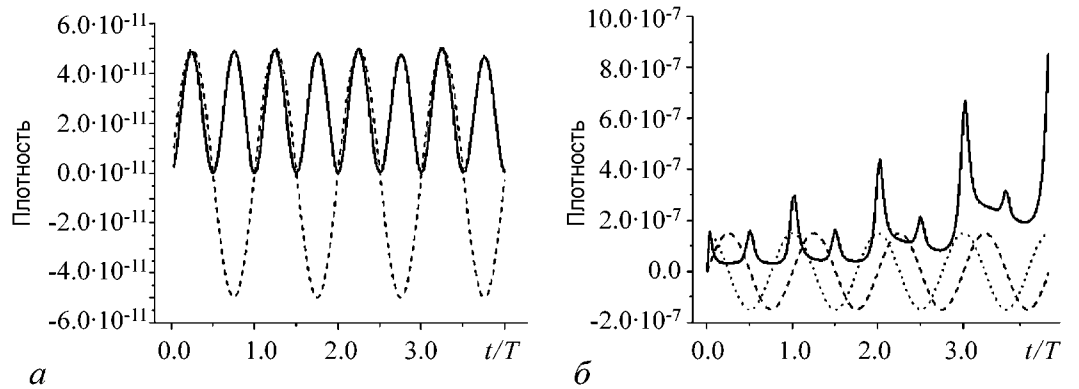


Рис. 2. Временная зависимость плотности квазичастичной ЭПП для лазерного поля с $E_0 = 3 \cdot 10^{-5} E_{cr}$ и $\lambda = 795$ nm: а – для линейной поляризации (штрихом изображена напряженность поля $E_z = E_{0n} \sin vt$, E_{0n} – нормированная амплитуда поля); б – для циркулярной поляризации ($E_x = E_{0n} \sin vt$, $E_y = E_{0n} \cos vt$)

включающим в себя внутреннее и внешнее поля и уравнение Максвелла

$$\dot{\vec{E}}(t) = -\vec{j}(t) = -\vec{j}_{\text{cond}} - \vec{j}_{\text{pol}}(t) \quad (14)$$

с регуляризованным внутренним током, состоящим из тока проводимости и поляризованного тока. В квазичастичном представлении эти токи в общем случае пока не были вычислены.

Основные особенности динамики квазичастичной ЭП-плазмы обусловлены существенно нелинейным характером самосогласованной системы уравнений BR-проблемы. В первую очередь это отражается на нерегулярности динамического поведения системы, что особенно четко проявляется при изучении эволюции функции распределения такой сильно неравновесной плазмы [20, 36–38]. Стохастическое поведение партонной плазмы, генерируемой при столкновении релятивистских тяжелых ионов, возможно, является одним из механизмов стохастичности в физике высоких энергий [39]. В настоящее время отсутствует также теоретическая интерпретация крупномасштабных плазменных осцилляций [36].

КУ (3) и (11) получены непertурбативными методами [17, 27] в рамках квазичастичного представления [26]. В присутствии сильных полей электроны и позитроны как квазичастицы могут значительно отличаться от аналогичных частиц в свободном состоянии за счет вакуумных поляризационных эффектов (см., например, систему ОДУ (7), в которой функции u и v описывают вакуумную поляризацию, а также рис. 1 и соответствующее обсуждение). Это приводит к тому, что оказывается сомнительным использование S-матричных методов при модельном конструировании интегралов столкновений [22] или каких-либо элементарных процессов (например, процесса двухфотонной аннигиляции [7]). Эти сомнения имеют различные основания. Например, элементарные флуктуации являются короткоживущими (происходит постоянное мерцание на частоте $w(\vec{p}, t)$ (6)), а функция распределения демонстрирует лишь усредненную характеристику квазичастичной ЭПП. Квантовые вакуумные флуктуации (биения) на частоте (6) представляют собой «среду», в которой реализуются квазичастичные электрон-позитронные возбуждения. Ситуация напоминает возможные возбуждения в достаточно плотной системе появляющихся и исчезающих пузырьков пара на поверхности кипящей жидкости. Удивительно, что энергия этих возбуждений определяется той же формулой (6), что и частота «дыханий» вакуума.

Фермиевские возбуждения квазичастичной ЭПП сопровождаются возбуждениями плазменных осцилляций электромагнитного поля. В настоящее время возбуждения такого типа остаются совершенно не изученными. Некоторые процессы взаимодействия плазменных волн иллюстрируют рис. 3 и 4.

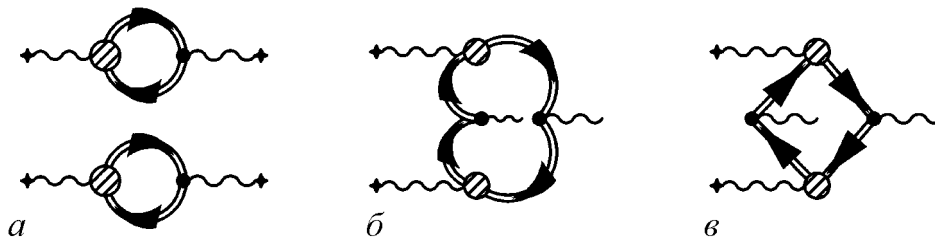


Рис. 3. Флуктуации в квазичастичной ЭПП

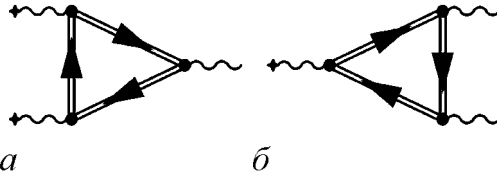


Рис. 4. Трехвершинные процессы в квазичастичной ЭПП

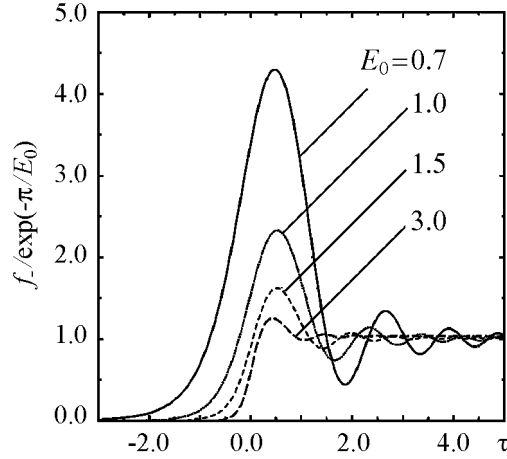


Рис. 5. Зависимость от времени функции распределения, нормированной на «швингеровскую экспоненту», для различных значений поля

получен в квазичастичном представлении интеграл столкновений в скалярной теории с самодействием. Заметим, что система КУ (11) выполняет также важную роль основы для обобщения в сторону взаимодействия с квантованным электромагнитным полем (фотонный сектор квазичастичной ЭПП). Представляется очевидным, что КУ рассматриваемого типа должны описывать не только динамику вакуумного рождения и аннигиляции квазичастичной ЭПП, но и поставлять информацию о реальной ЭПП, остающейся сразу после прохождения импульса электромагнитного поля. Реализовать, однако, эту программу аналитически до настоящего времени не удалось даже в случае хорошо известных решений уравнений Дирака для потенциала Заутера. В случае постоянного поля швингеровский предел хорошо реализуется при численном решении КУ (3) (рис. 5) [19, 36].

2. Отклик вакуума

Ниже будет рассмотрен отклик вакуума на периодический сигнал с амплитудой E_0 и частотой ν [46]. В методическом отношении мы будем следовать подходу, основанному на кинетической теории (раздел 1) и заимствованному из физики твердого тела (например, [47]), оставляя в стороне альтернативный путь, связанный с определением поляризации вакуума как вариационной производной от плотности тока по полю. При наличии периодического высокочастотного поля в подкритической области теория характеризуется двумя параметрами: $\xi = E_0/E_{cr} \ll 1$ и

$$\gamma = \frac{m\nu}{eE_0} = \frac{E_{cr}\nu}{E_0m} \quad (15)$$

(параметр адиабатичности [48]).

Например, рис. 4 демонстрирует трехвершинные процессы трансформации плазменных осцилляций $\gamma^* + \gamma^* \rightarrow \gamma$ (a) и $\gamma^* \rightarrow \gamma + \gamma$ (b). Первый процесс может обеспечить выход достаточно жестких фотонов. Укажем здесь на аналогию с теорией взаимодействия плазменных волн в газоразрядной плазме [40].

Нужно также учесть, что под влиянием сильных полей квазичастицы плазмы испытывают значительные ускорения, которые могут оказывать существенное влияние на все элементарные процессы [43–45]. Единственным адекватным методом описания подобных процессов в квазичастичной плазме является подход, основанный на КУ (11), включающий в себя в качестве обобщения фотонный сектор, по аналогии с тем, как это делается в «нормальной» квантово-электродинамической [25, 41] или квантово-хромодинамической [42] плазме. Первый шаг в этом направлении был сделан в работе [23], где был

Определим коэффициент поглощения как фурье-образ плотности мощности локального поглощения $Q(t) = \vec{j}(t)\vec{E}(t)$, нормированной на плотность энергии падающего излучения

$$\kappa(\omega) = Q(\omega)/w(\omega). \quad (16)$$

В случае подкритического поля $\xi \ll 1$ можно воспользоваться приближением малой плотности для функций распределения и вакуумной поляризации (мы ограничимся ниже случаем линейно поляризованного поля) [27, 46]

$$f(\vec{p}, t) = \frac{1}{4} \left| \int_{t_0}^t dt' \Delta(\vec{p}, t') \exp(i\theta(\vec{p}, t, t')) \right|^2, \quad (17)$$

$$u(\vec{p}, t) = \int_{t_0}^t dt' \Delta(\vec{p}, t') \cos \theta(\vec{p}, t, t'). \quad (18)$$

Тогда для токов проводимости и поляризации ($\int dp = \int d^3p(2\pi)^{-3}$)

$$j_{\text{cond}}(t) = 4e \int dp \frac{p_{\parallel}}{\varepsilon(\vec{p}, t)} f(\vec{p}, t), \quad (19)$$

$$j_{\text{pol}}(t) = 2e \int dp \frac{\varepsilon_{\perp}(\vec{p})}{\varepsilon(\vec{p}, t)} u(\vec{p}, t), \quad (20)$$

легко получить следующие оценки по параметру $\xi \ll 1$:

$$j_{\text{cond}} \sim j_{\text{cond}}^{(3)}, \quad j_{\text{pol}} \sim j_{\text{pol}}^{(1)} \quad (21)$$

и, следовательно,

$$j \simeq j_{\text{pol}} \simeq j_{\text{pol}}^{(1)}. \quad (22)$$

В высокочастотной области $\nu \sim m$ параметр $\gamma \sim 1/\xi \gg 1$ и можно заменить $\omega(\vec{p}, t)$ (6) на $\omega_0(p) = [m^2 + p^2]^{1/2}$. Тогда

$$j = 2e^2 \int dp \frac{\varepsilon_{\perp}^2}{\omega_0^3} \int_{t_0}^t dt' E(t') \cos[2\omega_0(t - t')]. \quad (23)$$

В этом выражении присутствуют эффекты запаздывания, и проводимость определяется импульсным распределением вакуумных осцилляций на частоте $2\omega_0$

$$\sigma(t) = 2e^2 \int dp \frac{\varepsilon_{\perp}^2}{\omega_0^3} \cos(2\omega_0 t). \quad (24)$$

Интегрирование здесь выполняется точно

$$\sigma(\omega) = \frac{\kappa_0}{3\pi} \sqrt{\frac{\omega^2}{4m^2} - 1} \left(1 + \frac{8m^2}{\omega^2} \right) \theta(\omega - 2m), \quad (25)$$

$\kappa_0 = e^2 m / 4\pi$ – вакуумная восприимчивость. В результате получим

$$\kappa(\nu) = 4\pi\sigma(\nu). \quad (26)$$

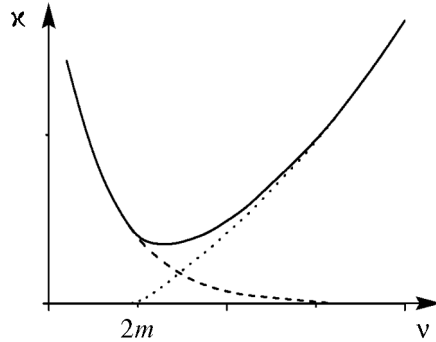


Рис. 6. Спектр поглощения: пунктирная линия – оптическая область ($\nu \ll m$, $\gamma \ll 1$); точечная линия – высокочастотная область ($\nu \gtrsim m$, $\gamma \gtrsim 1$); сплошная линия – общий коэффициент поглощения

тивной в силу плохой сходимости рядов. В настоящее время здесь получен только качественный результат [46] (см. рис. 6)

$$\kappa_{\text{opt}}(\nu) \sim \kappa_0 m / \nu . \quad (27)$$

Заметим, что такая зависимость характерна для фликкер-шума (например, см. [49] и цитированную там литературу). Возможно, что это сходство имеет общие причины.

Заключение

Вакуумное рождение частиц может происходить под воздействием не только сильных электромагнитных полей, но и других механизмов возбуждения вакуума. Для достаточно быстрых процессов, как правило, удается вводить различные модификации кинетических уравнений, обсуждаемых в разделе 1. Здесь ограничимся кратким перечнем направлений, в которых были использованы методы кинетической теории вакуумного рождения частиц, упоминая лишь обзоры либо первоначальные работы в новых направлениях.

1. Генерация кварк-глюонной плазмы при соударении ультрарелятивистских тяжелых ионов [20, 36, 42].
2. Релятивистский фазовый переход в ранней космологии [51].
3. Генерация частиц в динамических фазовых переходах [54].
4. Теория междузонных переходов под воздействием электромагнитных полей в физике твердого тела [52].
5. Инерциальный механизм вакуумного рождения частиц, где источником вакуумной нестабильности является генерация массы покоя частиц определенного сорта [53].
6. Вакуумное рождение частиц в системах с изменяющейся топологией [55].
7. Влияние сильных магнитных полей [24].

Можно констатировать, что в настоящее время физика квазичастичной электрон-позитронной плазмы находится в состоянии развития. Многие происходящие в ней

процессы остаются непонятными. Интересно также рассмотреть интерпретацию динамического швингеровского эффекта с позиции нестационарной теории туннелирования: по существу, квазичастичная ЭПП эволюционирует за период действия поля во внутрибарьерной области.

Библиографический список

1. *Sauter F.* Über das Verhalten eines electrons im homogenen elektrischen field nach der relativistische theory Dirac // *Z. Phys.* 1931. Vol. 69. P. 742.
2. *Heisenberg W., Euler H.* Consequences of Dirac's theory of positrons // *Z. Phys.* 1936. Vol. 98. P. 714.
3. *Schwinger J.* On gauge invariance and vacuum polarization // *Phys. Rev.* 1951. Vol. 82. P. 664.
4. *Бункин Ф.В., Тугов И.И.* О возможности рождения электронно-позитронных пар в вакууме при фокусировке лазерного излучения // *ДАН СССР.* 1969. Т. 187. С. 541.
5. *Brezin E., Itzykson C.* Pair production in vacuum by an alternating field // *Phys. Rev.* 1970. Vol. D2. P. 1191.
6. *Попов В.С.* Рождение пар в переменном и однородном электрическом поле как задача об осцилляторе // *ЖЭТФ.* 1972. Т. 62. С. 1248.
7. *Blaschke D.B., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A., Roberts C.D., Schmidt S.M.* Pair production and optical laser // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 140402.
8. *Bulanov S.S., Narozhny N.B., Mur V.D., Popov V.S.* On e^+e^- pair production by a focused laser pulse in vacuum // arXiv: hep-ph/0403163 (2004).
9. *Bulanov S.S., Fedotov A.M., Pegoraro F.* Damping of electromagnetic waves due to electron-positron pair production // arXiv: hep-ph/0409301 (2004).
10. *Bulanov S.S.* Pair production by a circular polarized electromagnetic wave in plasma // arXiv: hep-ph/0307296 (2003).
11. *Avetissian H.K., Avetissian A.K., Bagdasarian A.Kh., Sedrakian Kh.V.* Nonlinear e^+e^- pair production in a plasma by a strong electromagnetic wave // *Phys. Rev.* 1996. Vol. D54. P. 5509.
12. *Avetissian H.K., Avetissian A.K., Mkrtchian G.F., Sedrakian Kh.V.* Electron-positron pair production in the field of superstrong oppositely directed laser beams // *Phys. Rev.* 2002. Vol. E66. P. 016502.
13. *Ringwald A.* Pair production from vacuum at the focus of an X-ray free electron laser // *Phys. Lett.* 2001. Vol. B510. P. 107.
14. *Alkofer R., Hecht M.B., Roberts C.D., Schmidt S.M., Vinnik D.V.* Pair creation and X-ray free electron laser // *Phys. Rev. D.* 2001. Vol. 87. P. 193902.
15. *Roberts C.D., Schmidt S.M., Vinnik D.V.* Quantum effects with an X-ray free electron laser // *Phys. Rev.* 2002. Vol. D89. P. 153901.
16. *Kuznetsova I., Habs D. and Rafelsky J.* Pion and muon production in e^-, e^+, γ plasma // arXiv: hep-ph/0803.1588 (2008).
17. *Schmidt S.M., Blaschke D.B., Röpke G., Smolyansky S.A., Prozorkevich A.V.* A quantum kinetic equation for particle production in the Schwinger mechanism // *Int. J. Mod. Phys.* 1998. Vol. 7. P. 709.

18. *Kluger Y., Mottola E., Eisenberg J.M.* The quantum Vlasov equation and its Markov limit // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D58. P. 125015.
19. *Schmidt S.M., Blaschke D.B., Röpke G., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A., Toneev V.D.* Non-Markovian effects in strong field pair creation // *Phys. Rev.* 1999. Vol. D59. P. 094005.
20. *Винник Д.В., Мизерный В.А., Прозоркевич А.В., Смолянский С.А., Тонеев В.Д.* Кинетическое описание вакуумного рождения частиц при столкновениях релятивистских ядер. Препринт ОИЯИ: P2-2000-85.
21. *Смолянский С.А., Прозоркевич А.В., Тараканов А.В.* Исследование кинетических уравнений в теории вакуумного рождения частиц в сильных полях // *Прикладная Физика.* 2004. Вып. 11. С. 124.
22. *Скоков В.В., Винник Д.В., Смолянский С.А., Тонеев В.Д.* Релаксационные процессы в релятивистской плазме, рожденной из вакуума сильным полем. Препринт ОИЯИ: P2-2002-215.
23. *Smolyansky S.A., Reichel A.V., Vinnik D.V., Schmidt S.M.* Collision integrals in the kinetics of vacuum creation in strong fields // In: *Progress in nonequilibrium Green's function II.* / Editors Bonitz M. and Semkat D. Dresden, Germany. World Sc., N.-Jersey–London–Singapour–Hong Kong, 2003. P. 384.
24. *Tarakanov A.V., Reichel A.V., Smolyansky S.A., Vinnik D.V., Schmidt S.M.* Kinetics of vacuum pair creation in strong electromagnetic fields // *Ibid.* P. 393.
25. *Bialynicki-Birula I., Gornicki P., Rafelsky J.* Phase space structure of the Dirac vacuum // *Phys. Rev.* 1991. Vol. 44, P. 1825.
26. *Гриб А.А., Мамаев С.Г., Мостепаненко В.М.* Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. М.: Энергоиздат. 1988.
27. *Pervushin V.N., Skokov V.V., Reichel A.V., Smolyansky S.A., Prozorkevich A.V.* The kinetic description of vacuum particle creation in the oscillator representation // *Int. J. Mod. Phys. A.* 2005. Vol. 20. P. 5689.
28. *Filatov A.V., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A.* Pair creation by electromagnetic wave in a self-created plasma // *Proc. of SPIE.* 2006. Vol. 6165. P.616509.
29. *Filatov A.V., Smolyansky S.A., Tarakanov A.V.* Kinetics of parton–antiparton plasma vacuum creation in the time-dependent chromo-electric fields of arbitrary polarization. 2008. Report on the XIX Int. Baldin Sem. on High Energy Phys. Problems «Relativistic Nuc. Phys. and Quantum Chromodynamics». Dubna, Sept. 29 Oct. 4; arXiv:0901.0522.
30. *Блашке Д.В., Дмитриев В.В., Смолянский С.А., Тараканов А.В.* Кинетика вакуумного рождения электрон-позитронных пар в сильных электромагнитных полях произвольной поляризации // Доклад на школе-семинаре «Волны–2009», 25–29 мая 2009. М: МГУ.
31. *Pervushin V.N., Skokov V.V.* Kinetic description of fermion production in the oscillator representation // *Acta. Phys. Polonica.* 2006. Vol. B37. P. 2587.
32. *Bulanov S.S., Fedotov A.M., Pegoraro F.* Nonlinear evolution of a relativistic strong electromagnetic wave in the self-created electron-positron plasma // *Письма в ЖЭТФ.* 2004. Т. 80. С. 865.
33. *Bulanov S.S.* Pair production by a circularly polarized electromagnetic wave in plasma // arXiv: hep-ph/0307296.

34. *Filatov A.V., Lavkin A.G., Smolyansky S.A., Bravina L.V., Zabrodin E.E.* Vacuum particle creation in plasma // Теоретическая физика. 2007. Т. 8. С. 101.
35. *Baier V.N., Katkov V.M.* Influence of a medium on pair photoproduction and bremsstrahlung // Phys. Rev. 2003. Vol. D62. P. 036008.
36. *Vinnik D.V., Mizerny V.A., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A., Toneev V.D.* Kinetic description of vacuum particle production in collision of ultrarelativistic nuclei // Phys. of Atomic Nuclei. 2001. Vol. 64. P. 836.
37. *Bloch J.C., Mizerny V.A., Prozorkevich A.V., Roberts C.D., Schmidt S.M., Smolyansky S.A., Vinnik D.V.* Pair creation: back reactions and damping // Phys. Rev. 1999. Vol. D60. P. 116011.
38. *Smolyansky S.A., Mizerny V.A., Vinnik D.V., Prozorkevich A.V., Toneev V.D.* The non-equilibrium distribution function of particles and anti-particles created in strong fields // In «Progress in nonequilibrium Green's function» / Editor Bonitz M. World Scientific Publ., Singapour. 2000. P. 375; arXiv: hep - ph /9911303.
39. *Biro T.S., Matinyan S.G., Müller B.* Chaos and gauge field theory. World Scientific, Singapour. 1994.
40. *Пустовалов В.В., Силин В.П.* Нелинейная теория взаимодействия плазменных волн в плазме // Труды ФИАН. 1972. Т. 61. С. 42.
41. *Höll A., Morozov V.G., Röpke G.* Kinetic theory of QED plasma in strong electromagnetic field // Theor. Math. Phys. 2002. Vol. 131. P. 812; Vol. 132. P. 1026.
42. *Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A., Ilyine S.V.* Kinetic equation for the quark Wigner function in strong gluon fields // Теоретическая физика. 2002. Т. 3. С. 108.
43. *Chott N.I., Su Q., Grobe R.* Classical-quantum correspondence in electron-positron pair creation // Phys. Rev. 2007. Vol. A76. P. 010101.
44. *Амиров Р.Х., Смолянский С.А., Шехтер Л.Ш.* К теории квантовых кинетических процессов в сильных переменных полях // ТМФ. 1974. Т. 21. С. 247.
45. *Зубарев В.Н., Морозов В.Г., Рёнке Г.* Статистическая механика неравновесных процессов. Т. 1. М.: Физматлит. 2002.
46. *Blaschke D.B., Ilyine S.V., Panferov A.D., Röpke G., Smolyansky S.A.* Optical properties of the e^+e^- plasma generated in the focal spot of a high-intensity laser // Plasma Phys. 2009. In press.
47. *Haug H., Koch S.W.* Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors. Fourth Ed. World Scientific, 2004.
48. *Popov V.S.* Schwinger mechanism of electron-positron pair production by the field of optical and X-ray lasers in vacuum // JETP Lett. 2001. Vol. 74. P. 133.
49. *Кузовлев Ю.Е., Медведев Ю.В., Гришин А.М.* Быстро флуктуирующие поля как источник низкочастотных флуктуаций проводимости и размерные эффекты в квантовой кинетике // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 832.
50. *Цитович В.Н.* О пространственной дисперсии в релятивистской плазме // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1775.
51. *Blaschke D.B., Dąbrowski M.P., Dmitriev V.V., and Smolyansky S.A.* Massive vector boson production in an instantaneous electroweak phase transition in the early Universe // Доклад на «Черниковском гравитационном семинаре». ЛТФ. Дубна. 2008.

52. *Smolyansky S.A., Tarakanov A.V., Bonitz M.* Vacuum particle creation: Analogy with the bloch theory in solid state physics // *Plasma Phys.* 2009. In press.
53. *Filatov A.V., Prozorkevich A.V., Smolyansky S.A., Toneev V.D.* Inertial mechanism: dynamical mass as a source of partial creation // *ЭЧАЯ.* 2008. Т. 39. С. 886.
54. *Smolyansky S.A., Skokov V.V., Prozorkevich A.V.* Kinetic theory of the quantum systems with unstable vacuum // *Письма в ЭЧАЯ.* 2005. Т. 2. С. 50.
55. *Smolyansky S.A., Prozorkevich A.V., Bravina L.V., and Zabrodin E.E.* Dynamical Casimir effect in an expanding flux tube // *Proc. of the XVIII Baldin International Seminar on High Energy Physics Problems «Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics»* / Eds. Sisakian A.N., Burov V.V., and Malakhov A.I., Dubna. 2008. Vol. 2. P. 75.

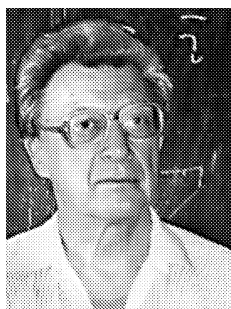
Поступила в редакцию 22.06.2009

VACUUM PARTICLE CREATION IN STRONG FIELDS: STATISTICAL ASPECTS

S.A. Smolyansky, D.B. Blaschke, A.V. Tarakanov, S.M. Schmidt

In the present review we summarize the known informations about the evolution of a strongly nonequilibrium quasiparticle electron-positron plasma created from the vacuum under the influence of a strong nonstationary electromagnetic field. The methodical basis is given by quantum kinetic equations of the non-Markovian type which are nonperturbative consequences of the basic equations of QED in the collisionless approximation.

Keywords: Vacuum creation, electron-positron plasma, kinetic equation, Schwinger effect.



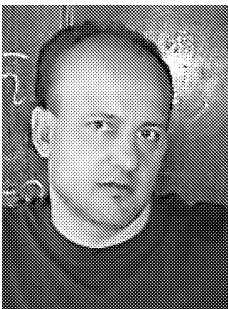
Смолянский Станислав Александрович – родился в 1936 году в Саратове. Окончил Саратовский госуниверситет (1960). Защитил кандидатскую диссертацию (1969) и докторскую (1988) в области теоретической физики. Работает заведующим кафедрой теоретической и математической физики СГУ. Автор более 150 работ по данному направлению.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: smol@sgu.ru



Блашке Давид – родился в 1959 году. Окончил Ростокский университет (Германия, 1983), там же защитил диссертацию (1987). Профессор университета в Варшаве. Автор более 150 работ по квантовой теории поля, астрофизике и космологии, а также кинетической теории.

Institute for Theoretical Physics, University of Wroclaw, 50-204 Wroclaw, Poland
Bogoliubov Laboratory for Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, RU-141980 Dubna, Russia
Institut für Physik, Universität Rostock, D-18051 Rostock, Germany
E-mail: blaschke@ift.uni.wroc.pl



Тараканов Александр Викторович – родился в 1961 году. Окончил Саратовский госуниверситет (1985). Защитил кандидатскую диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области ядерных реакций при низких энергиях (1992). Доцент кафедры теоретической и математической физики СГУ. Автор более 30 работ в области теоретической физики.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: tarakanovav@sgu.ru



Шмидт Себастьян – родился в 1967 году. Окончил Ростокский университет (Германия, 1991). В настоящее время является членом совета директоров исследовательского центра в Юлихе (Германия), а также профессором технического университета в Дортмунде. Автор более 50 работ по квантовой теории поля и физике высоких энергий.

Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, Germany
Technische Universität Dortmund, Fakultät für Physik,
Otto-Hahn-Str. 4, D-44221 Dortmund, Germany
E-mail: s.schmidt@fz-juelich.de