

ВАКУУМНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

С. А. СМОЛЯНСКИЙ

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

GENERATION OF PARTICLES IN VACUUM IN PRESENCE OF STRONG ELECTROMAGNETIC FIELDS

S. A. SMOLYANSKY

The process of particle-antiparticle pairs generation in the presence of strong electromagnetic fields is described, using the simplest models of physical vacuum. Certain planned experiments to reveal this effect are outlined. Further we discuss the latest works on kinetic description of the process of particles generation in vacuum in the presence of strong non-stationary fields.

На основе простейших моделей физического вакуума рассматривается процесс рождения пар частица–античастица в сильных электромагнитных полях. Описаны некоторые планируемые эксперименты, направленные на обнаружение этого эффекта. Обсуждаются также последние работы, посвященные кинетическому описанию процесса вакуумного рождения частиц в сильных нестационарных полях.

www.issep.rssi.ru

Достаточно ль знаком ты с пустотой?

И.В. Гёте "Фауст"

ВВЕДЕНИЕ

Теоретическое и экспериментальное изучение физических процессов в сильных полях различной природы (электромагнитных, гравитационных и т.д.) составляет одно из актуальных направлений современной физики. Особый интерес вызывает область экстремально сильных полей, при которых существенными становятся качественно новые вакуумные эффекты, обусловленные перестройкой физического вакуума (ФВ). Краткое введение в круг этих проблем и составляет содержание статьи.

Под физическим вакуумом понимается состояние некоторой области пространства, характеризующееся отсутствием наблюдаемых частиц и физических полей в любой момент времени. В житейском понимании это идеальная пустота, идеальный вакуум. Тем не менее ФВ представляет собой специфическую материальную среду. Чтобы описать ее простейшие свойства, нужно уточнить некоторые привычные словосочетания, использованные в данном выше определении ФВ.

Под наблюдаемыми частицами подразумеваются долгоживущие материальные объекты, каждый из которых обладает определенным зарядом (электрическим, цветовым и т.д.), импульсом \vec{p} , массой покоя m , энергией \mathcal{E} и т.д. Важно при этом, что энергия и импульс свободной наблюдаемой частицы связаны между собой соотношением Эйнштейна

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}^{(+)} = c\sqrt{m^2 c^2 + \vec{p}^2}. \quad (1)$$

В таком случае говорят, что энергия и импульс лежат на массовой поверхности в четырехмерном пространстве \mathcal{E} и \vec{p} .

Далее отсутствие физических полей в ФВ означает, что напряженности этих полей равны в среднем нулю.

Другими словами, никакая пробная частица не может получить заметного ускорения.

ФВ является одним из наиболее фундаментальных и одновременно сложных проявлений Природы. Однако в отличие от эфира XIX века, который во многом оставался умозрительным понятием, ФВ стал откликаться на продуманные вопросы физиков¹. Прямым экспериментальным подтверждением существования ФВ являются такие тонкие физические эффекты, как лэмбовский сдвиг энергетических уровней в атоме водорода, аномальный магнитный момент электрона, эффект Казимира (взаимное притяжение двух незаряженных металлических пластин в вакууме). О некоторых других ожидаемых вакуумных эффектах и пойдет речь ниже.

ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Все попытки моделирования ФВ оказываются фрагментарными и достаточно трудными для понимания. В этом проявляется общая трагедия ненаглядности, парадоксальности всей квантовой физики, преодолеть которую помогает лишь специальное образование, позволяющее критически осмыслить пройденный современной физикой путь и привыкнуть к “неизбежности странного мира” (Д. Данин).

Рассмотрим несколько наиболее известных моделей ФВ.

Флуктуационная модель

Будем исходить из известных соотношений неопределенности Гейзенберга

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar, \quad \Delta t \cdot \Delta \mathcal{E} \geq \hbar. \quad (2)$$

Первое из них связывает между собой неопределенности в пространственном положении частицы Δx и проекции ее импульса на ось x , второе — время наблюдения Δt и неопределенность в значении энергии частицы. Предположим теперь, что наблюдаемые частицы отсутствуют. Однако соотношения неопределенности (2) не противоречит допущение о возможности кратковременного существования, то есть случайного рождения и быстрого последующего уничтожения так называемых виртуальных (ненаблюдаемых) частиц любого сорта, которые могут появляться на очень малых расстояниях и промежутках времени с нарушением законов сохранения энергии и импульса. В таких флуктуационных вакуумных процессах могут участвовать виртуальные частицы любых энергий и импульсов. А поскольку соотношения (2) являются независимыми, то энергия

и импульс виртуальной частицы могут оказаться никак не коррелированными между собой. Это приводит к нарушению связи между энергией и импульсом (1), то есть к выходу с массовой поверхности. Это свойство является отличительным признаком виртуальных частиц. Флуктуирующее множество виртуальных частиц и образует ФВ — “кипящую операторную жидкость” (И.Я. Померанчук).

Интенсивность вакуумных флуктуаций и плотность виртуальных частиц могут изменяться в результате взаимодействия с пробными зарядами и внешними полями. Это приводит к эффектам поляризации вакуума и, в частности, к отклонению от закона Кулона на очень малых расстояниях. В результате каждая элементарная частица оказывается одетой в шубу виртуальных частиц и составляет с ней единое целое — наблюдаемую элементарную частицу. С этих позиций ясно, что понятие точечной частицы представляет собой физическую идеализацию, оправданную лишь в определенных условиях. В упомянутых во введении эффектах поляризация вакуума находит прямое экспериментальное подтверждение.

Модель Дирака

Основой другой модели ФВ является общее соотношение Эйнштейна $\mathcal{E}^2 = c^2(m^2c^2 + p^2)$ между энергией и импульсом свободной частицы, которое в дополнение к положительному решению (1) допускает также отрицательный корень $\mathcal{E}^{(-)} = -c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$. В рамках классических (не квантовых) представлений непрерывный переход из состояний с положительной энергией в состояние с отрицательной энергией невозможен (рис. 1), что дает основание отбрасывать отрицательный корень $\mathcal{E}^{(-)}$ как нефизический. Однако в квантовой механике такой переход допустим в результате квантового скачка через запрещенную область (энергетическую щель), сопровождаемого, например, излучением фотона.

Интересный вариант возникает, если предположить, что все состояния с отрицательной энергией заполнены, образуя так называемое море Дирака. В принципе такая сверхплотная заселенность возможна для частиц с полуцелым значением собственного механического момента (спина). Такие частицы называются фермионами. Их поведение строго подчиняется принципу запрета Паули, согласно которому в определенном квантовом состоянии нельзя поселить больше одного фермиона с одинаковыми значениями внутренних квантовых чисел, например проекцией спина S_x на произвольно выделенное направление в пространстве, отождествляемое здесь с осью x . Для электронов, в частности, допустимы два значения $S_x = \pm \hbar/2$ (\hbar — постоянная Планка). Это означает, что в состоянии с заданной

¹ Читателям, интересующимся драматической историей, результатами и некоторыми перспективами исследования ФВ, можно порекомендовать обзоры [1–3].

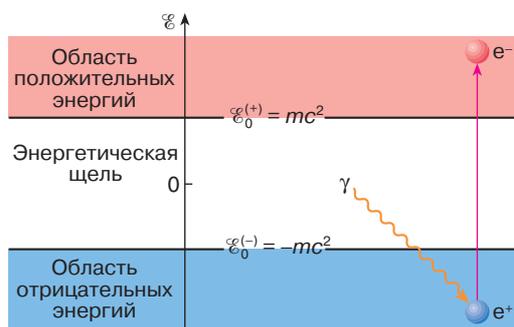


Рис. 1. Классификация состояний по энергии свободных фермионов с массой покоя m . Область с энергией $\varepsilon^{(+)}(p) \geq \varepsilon_0^{(+)} = mc^2$ является областью физически допустимых состояний. Море Дирака образуют сплошь заполненные состояния с отрицательными энергиями $\varepsilon^{(-)}(p) \leq \varepsilon_0^{(-)} = -mc^2$. Обе области отделены энергетической щелью шириной $2mc^2$. Здесь же изображен процесс рождения электрон-позитронной пары в результате поглощения жесткого γ -кванта с энергией, большей $2mc^2$

энергией может находиться не больше двух электронов с противоположно ориентированными спинами.

Море Дирака, составленное из фермионов всех допустимых Природой сортов, и образует ФВ в этой популярной модели. Поскольку наблюдаемые частицы находятся в состояниях с положительной энергией, то есть образуют возбуждения над морем Дирака, считается, что полные энергия, заряд и прочие интегральные характеристики ФВ следует положить равными нулю. Соответствующая вычислительная процедура, позволяющая отделять и отбрасывать бесконечно большие вакуумные вклады, получила название перенормировки.

Если континуум с отрицательной энергией полностью заполнен, то квантовый переход сюда из состояния с положительной энергией оказывается невозможным. Если же один из фермионов моря Дирака выбивается из своего гнезда, например, с помощью фотонов, образуется пара частица–античастица. В роли античастицы в этой модели выступает дырка, оставленная выбитым фермионом и обладающая положительной энергией (в этом смысле она становится наблюдаемой частицей) и противоположным зарядом, спином и прочими внутренними квантовыми числами (см. рис. 1). Предсказание позитрона (антиэлектрона) в 1930 году, обнаруженное экспериментально в 1932 году, явилось триумфом теории Дирака. Отметим, что рождение электрон-позитронной пары оказывается возможным лишь в присутствии мишени, необходимой для баланса энергии и

импульса, при угловой частоте фотона, превышающей пороговое значение

$$\omega_0 = \frac{2mc^2}{\hbar}. \quad (3)$$

Очень важно, что введение моря Дирака обеспечивает устойчивость атомов, запрещая электронам сваливаться со стационарных орбит “в могилу” состояний с отрицательной энергией.

Серьезным недостатком этой модели считается нарушение демократии относительно фермионов и бозонов. Последние не участвуют в заполнении моря Дирака (напомним, что под бозонами понимаются частицы с целыми значениями спина, для которых не существует каких-либо ограничений на числа заполнения состояний). Заметим, что такое неравноправие отсутствует в первой (флуктуационной) модели ФВ: соотношения неопределенности (2) индифферентны к спину частиц.

На основе флуктуационной модели можно сделать интуитивный вывод, что плотность энергии ФВ очень мала. Этой точки зрения придерживаются большинство физиков. Аналогичные прикидки во второй модели не приводят к определенному результату, поскольку в процедуре перенормировки приходится оперировать бесконечно большими числами и использовать ряд априорных предположений.

Введенных выше простейших моделей ФВ достаточно для понимания процессов вакуумного рождения заряженных частиц в электромагнитных полях. Для частиц и полей иной природы (например, сильно взаимодействующих частиц) ситуация оказывается более сложной и интересной. Модели ФВ для таких полей требуют отдельного рассмотрения.

ВАКУУМНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Механизм Швингера

Воспользуемся теперь этими модельными представлениями для иллюстрации группы вакуумных эффектов, обусловленных действием сильных электромагнитных полей.

Ограничимся для простоты случаем пространственно однородного поля. Такое предположение оправданно, если исследуемая область настолько мала, что можно пренебречь неоднородностью поля в масштабах системы. Предположим также, что магнитное поле отсутствует, а вектор напряженности электрического поля направлен по оси x , так что $E_x(t) = E(t)$, $E_y = E_z = 0$.

Эффект, качественно предсказанный еще в 30-х годах XX века в работах Соутера, Гейзенберга и Эйлера и теоретически обоснованный Ю. Швингером в 1951 году,

состоит в генерации электрон-позитронных пар под воздействием сильного электрического поля. В отличие от вакуумного фотоэффекта (рождения электрон-позитронных пар в пучке жестких γ -квантов) здесь отсутствует пороговый эффект по частоте (3). Это особенно отчетливо видно в том случае, когда электрическое поле $E(t)$ выбирается постоянным. Таким образом, обсуждаемый эффект обусловлен интенсивностью поля, а не его частотой.

Одна из возможных интерпретаций этого эффекта, основанная на дираковской картине ФВ, проиллюстрирована на рис. 2. Под воздействием статического электрического поля с потенциальной энергией eEx ($e < 0$ – заряд электрона) энергетическая щель скашивается (см. для сравнения рис. 1). Это отражается на связи энергии с импульсом

$$[\mathcal{E} - |e|Ex]^2 = c^2[p^2(x) + m^2c^2]. \quad (4)$$

В результате оказывается, что произвольный электрон из моря Дирака отделен от области наблюдаемых значений энергии потенциальным барьером треугольной формы (жирная линия на рис. 2), во внутренней области которого импульс частицы $p(x)$ становится мнимым (запрещенная для классической частицы область).

Согласно квантовой механике, частица, налетающая на потенциальный барьер произвольной формы (рис. 3), может просочиться через него с конечной вероятностью (туннельный эффект)

$$w \sim \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} dx |p(x)|\right\}. \quad (5)$$

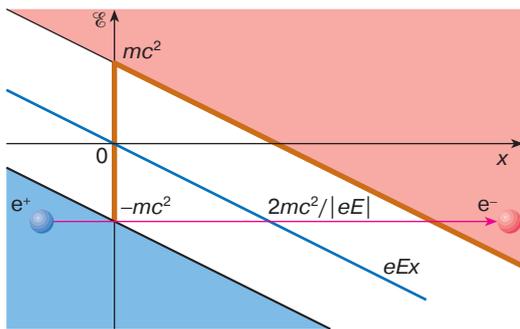


Рис. 2. Вакуумное рождение электрон-позитронной пары под действием сильного постоянного электрического поля E с потенциальной энергией eEx происходит в результате туннелирования электрона из состояния с отрицательной энергией через запрещенную область. Энергия родившихся частицы и античастицы оказывается одинаковой. Форма потенциального барьера изображена жирной линией

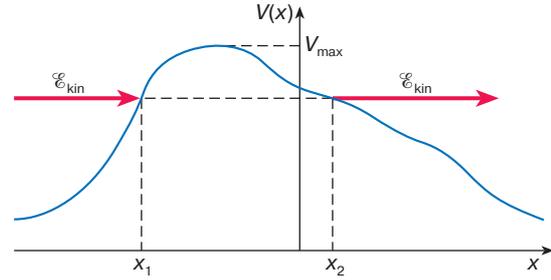


Рис. 3. Одномерный потенциальный барьер. Налетающая на него слева частица обладает кинетической энергией \mathcal{E}_{kin} , меньшей максимального значения V_{max} потенциальной энергии барьера. Точки x_1 и x_2 – точки поворота, в которых скорость частицы обращается в нуль: $V(x_1, x_2) = \mathcal{E}_{kin}$. Эти точки выделяют область, недоступную для классической частицы

Здесь опущен предэкспоненциальный множитель, который, как правило, имеет порядок единицы. Две точки поворота $x_1 = (\mathcal{E} - m)/|e|E$, $x_2 = (\mathcal{E} + m)/|e|E$ находятся из условия обращения в нуль импульса частицы $p(x) = 0$. Подставляя эти значения в формулу (5), получим

$$w \sim \exp\left\{-\frac{4m^2c^3}{|e|\hbar E} \int_0^1 ds \sqrt{1-s^2}\right\} = \exp\left\{-\frac{\pi m^2c^3}{|e|\hbar E}\right\}. \quad (6)$$

Предэкспоненциальный фактор остается неопределенным.

Этот результат находится в хорошем согласии с точным решением, найденным Швингером для вероятности образования электрон-позитронных пар в единице объема за единицу времени, то есть интенсивности рождения пар,

$$w = \frac{ce^2E^2}{4\pi^3\hbar^2} \exp\left\{-\frac{\pi m^2c^3}{|e|\hbar E}\right\} = \frac{ce^2E^2}{4\pi^3\hbar^2} \exp\left\{-\frac{E_{кр}}{E}\right\}, \quad (7)$$

где $E_{кр} = \pi m^2c^3/\hbar|e|$ – критическое значение напряженности поля.

Из формулы Швингера (7) видно, что интенсивность рождения пар экспоненциально мала. Чтобы эффект был заметным, необходимы очень большие напряженности поля $E \sim E_{кр} \sim 10^{16}$ В/см. Для сравнения приведем значение напряженности поля на бордовской орбите атома водорода $E_{ам} \sim 10^9$ В/см.

Одним из современных способов получения электромагнитных полей с релятивистскими напряженностями является фокусировка мощных лазерных импульсов. В настоящее время освоен диапазон потоков мощности до 10^{19} Вт/см² при длительности импульса порядка нескольких фемтосекунд (1 фс = 10^{-15} с). В таких полях с помощью идеальных линз можно создать напряженности электрического поля, близкие к $E_{кр}$, а электрон

должен набирать энергию порядка энергии покоя. Поскольку в ближайшее время мощность лазерных установок будет, как ожидается, увеличена на два–четыре порядка, станет возможной прямая экспериментальная проверка эффекта вакуумного рождения электрон-позитронных пар.

Другая возможность получения сверхсильных электромагнитных полей открывается при исследовании столкновений релятивистских тяжелых ионов (например, ядер урана с $Z = 92$). Если суммарный заряд сталкивающихся ионов превысит критическое значение $Z_{кр}$, то на короткое время возникнет электрическое поле с напряженностью $\sim E_{кр}$ и произойдет генерация нескольких электрон-позитронных пар [4].

Кинетическое описание вакуумного рождения частиц

В двух последних примерах электрическое поле меняется очень быстро и задача становится нестационарной. Формула (7), вообще говоря, перестает работать и годится лишь для грубых оценок. Простая замена постоянного поля на зависящее от времени может быть оправдана лишь в случае достаточно медленно меняющегося поля. При быстрых изменениях поля наклон энергетической щели на рис. 3 быстро меняется и становится необходимым учитывать инерционные свойства ФВ.

Одна из актуальных нестационарных задач вакуумного рождения частиц возникла, в частности, в физике высоких энергий. Например, при разлете двух столкнувшихся высоко энергичных нуклонов или ядер между составляющими их кварками возникают мощные силы притяжения, которые моделируются с помощью натянутых между кварками струн. Эти процессы описываются квантовой хромодинамикой – релятивистской квантовой теорией кварков и глюонов, из которых собраны все сильно взаимодействующие частицы (протоны, нейтроны, π -мезоны и т.д.). Однако по своей математической структуре квантовая хромодинамика значительно сложнее квантовой электродинамики. По этой причине в качестве первого шага моделируют поведение струн с помощью сверхсильного электрического поля, которое может и превышать $E_{кр}$.

Для характеристики нестационарного процесса вакуумного рождения частиц удобно ввести функцию распределения $f(\vec{p}, t)$, которая представляет собой число частиц (либо античастиц) с импульсом \vec{p} в единице объема в момент времени t . Как и раньше, для простоты предполагается, что электрическое поле является пространственно однородным, а потому функция распределения не должна зависеть от координаты точки

наблюдения. Такое описание позволяет получить важную дополнительную информацию – распределение по импульсам частиц и его изменение во времени.

Динамическое описание нестационарной системы в терминах функции распределения принято называть кинетическим. Этот термин заимствован из статистической физики, где кинетический подход составляет основу при изучении динамики газов, жидкостей и твердых тел.

В физике высоких энергий идея использования кинетического подхода для описания процесса множественного рождения частиц обсуждалась давно. Однако точное кинетическое уравнение, описывающее нестационарное вакуумное рождение частиц, было получено лишь в 1997 году физиками-теоретиками из Дубны, Ростовского и Саратовского университетов [5] и несколько позже учеными из Лос-Аламосской Национальной лаборатории и Тель-Авивского университета.

Чтобы обсудить особенности нового подхода, остановимся кратко на некоторых общих чертах традиционной кинетической теории. Основой теории являются кинетические уравнения (КУ), специализированные для каждой конкретной физической ситуации. В общем случае всякое КУ описывает изменение во времени функции распределения в результате действия различных физических механизмов, способных изменять число частиц с заданным значением импульса. В системе заряженных частиц можно указать два основных вида таких механизмов, которые действуют в различных условиях порознь либо совместно. Это процессы соударения частиц и их ускорение в эффективном электромагнитном поле, составленном из внешнего и собственного внутреннего (создаваемого заряженными частицами системы) полей. В рассматриваемом случае сверхкритических полей оба механизма являются важными, поскольку плотность порожденной из вакуума плазмы частиц и античастиц может оказаться очень высокой и процессы столкновения становятся столь же существенными, как и ускорение частиц в поле.

Принципиально новым элементом кинетической теории, предложенной в работе [5], является введение нового механизма изменения числа частиц с заданным импульсом, обусловленного вакуумным туннелированием. Это приводит к появлению в КУ так называемой функции источника, которая описывает скорость изменения функции распределения в результате вакуумного рождения или аннигиляции частиц и античастиц. Общий заряд системы при этом остается неизменным (частицы и античастицы рождаются и аннигилируют

попарно). Функция источника может быть записана в форме

$$I_{\pm}(\vec{p}, t) = \int_{-\infty}^t dt' K_{\pm}(t, t') [1 \pm 2f_{\pm}(\vec{p}, t')], \quad (8)$$

где верхние знаки соответствуют бозонам с нулевым значением спина, а нижние знаки — электронам. Ядро $K_{\pm}(t, t')$ функции источника (8) является сложной функцией электрического поля.

Изучение функции (8) позволяет сделать следующие выводы.

1. Полученное КУ является интегродифференциальным, так как искомая функция распределения стоит под знаком интеграла в источнике (8). Поскольку интегрирование здесь проводится от момента включения поля при $t \rightarrow -\infty$ до момента наблюдения t , эта зависимость источника от функции распределения $f(\vec{p}, t)$ при $t' < t$ можно интерпретировать как эффект памяти системы о своем предшествующем развитии. Такие процессы с памятью называются немарковскими (по имени известного российского математика А.А. Маркова) и обусловлены инерционностью системы, не успевающей подстраиваться под быстро изменяющиеся воздействия. Такие процессы играют заметную роль в различных областях современной физики. В рассматриваемой ситуации процесс рождения частиц становится немарковским, когда внешнее поле становится либо очень большим, либо быстро изменяющимся.

2. Присутствие статистического фактора $1 \pm 2f_{\pm}(\vec{p}, t)$ в источнике приводит к тому, что с ростом напряженности электрического поля все сильнее проявляется различие в поведении родившихся бозонов и фермионов. В случае постоянного поля (рис. 4) неограниченно увеличивается выброс бозонов в окрестности $t = 0$ с последующими затухающими осцилляциями относительно среднего значения. Для фермионов наблюдается эффект насыщения: с ростом поля функция распределения растет, однако это увеличение ограничено сверху значением $t' < t$.

3. При больших временах $t \rightarrow \infty$ функции распределения $f_{\pm}(\vec{p}, t)$ стремятся к своим асимптотическим значениям $f_{\pm}^{\infty}(\vec{p})$. Будучи проинтегрированными по импульсу, эти функции приводят к формуле Швингера (7) в случае электрон-позитронной системы и к вдвое меньшему значению для бесспиновых бозонов.

Если плотность рожденных из вакуума частиц становится достаточно большой, возникает необходимость в учете собственного внутреннего электромагнитного поля, генерируемого этими частицами. Поле

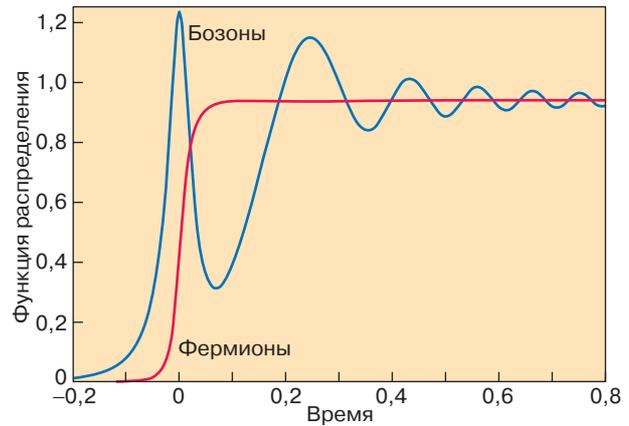


Рис. 4. Различие временной зависимости функций распределения по импульсам рожденных бозонов и фермионов. В последнем случае наблюдается эффект насыщения ($f_{-} \leq 1$)

может оказаться достаточно сильным, чтобы, в свою очередь, повлиять на интенсивность вакуумного рождения частиц. В этом случае КУ должно быть дополнено уравнением Максвелла

$$\frac{dE(t)}{dt} = -j(t) = -j_{\text{cond}}(t) - j_{\text{pol}}(t), \quad (9)$$

где $j(t)$ — плотность тока, состоящего из тока проводимости частиц и тока вакуумной поляризации, вызванного изменением структуры ФВ под действием поля. Эти токи полностью определяются функцией распределения порожденных частиц. В результате совокупность КУ и уравнения (9) образует замкнутую нелинейную систему интегродифференциальных уравнений, описывающих совместную эволюцию поля и частиц [6, 7]. При некоторых условиях такая система обнаруживает сложное нерегулярное поведение.

Рисунок 5 показывает эволюцию функции распределения по импульсам электрон-позитронных пар. На рисунке хорошо виден начальный гладкий участок функции распределения, соответствующий периоду действия короткого импульса внешнего поля, генерирующего из вакуума начальную порцию частиц. После его выключения система эволюционирует самосогласованным образом (заметим, что здесь не учитывается механизм диссипации, обусловленный столкновениями частиц между собой). Нерегулярность динамики приводит к возникновению двух масштабов неоднородностей: мелкомасштабных дрожаний и крупномасштабных почти-периодических плазменных осцилляций. По-видимому, эта нерегулярность является одним из источников возникновения сложных статистических

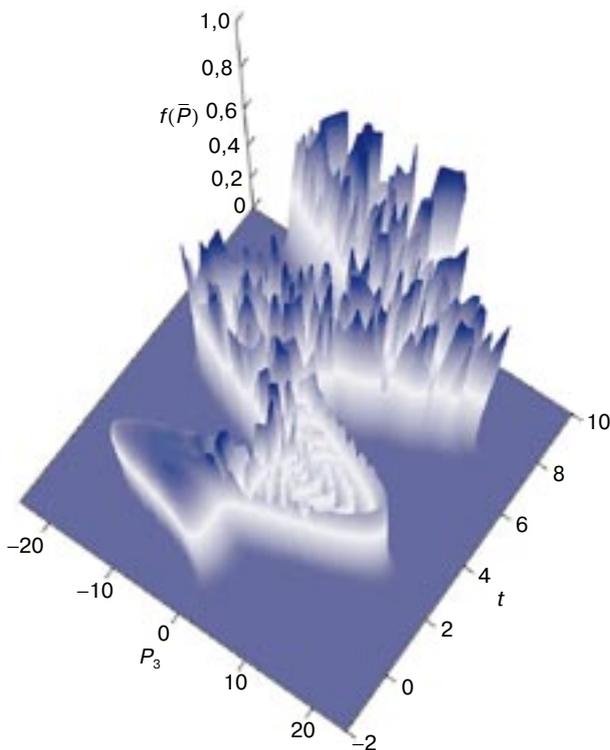


Рис. 5. Нерегулярное динамическое поведение функции распределения рожденных из вакуума частиц

закономерностей, наблюдаемых в процессах множественного рождения частиц при высоких энергиях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Область применимости полученных кинетических уравнений ограничена исходными допущениями (квантовая электродинамика полей со спинами 0 и $\hbar/2$, пространственная однородность системы, учет только электрической составляющей внешнего электромагнитного поля и т.д.). Тем не менее с помощью этих уравнений можно получить детальное описание вакуумного рождения частиц в конкретных физических задачах. Приведенные примеры были привлечены лишь для первого

знакомства с богатейшей областью физических исследований, охватывающей ядерную и лазерную физику, физику плазмы, физику высоких энергий, астрофизику и космологию. Эти исследования зачастую расширяют и изменяют само понимание физической сущности Природы и способов ее математического описания.

Автор выражает признательность В.Ч. Жуковскому за полезные замечания и А.В. Прозоркевичу за помощь в оформлении работы и ее обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Хлопов М.Ю. Драма идей в познании природы. М.: Наука, 1988. (Б-ка "Квант"; Вып. 67).
2. Куржниц Д.А., Линде А.Д. Фазовые превращения в микромире и во Вселенной // Природа. 1979. № 11. С. 20–30.
3. Герштейн С.С. Теория относительности и квантовая механика открывают мир античастиц // Соросовский Образовательный Журнал. 1998. № 9. С. 79–85.
4. Попов В.С. Квантовая электродинамика сверхсильных полей // Природа. 1981. № 10. С. 14.
5. Smolyansky S. A., Ropke G., Schmidt S. et al. Dynamical Derivation of a Quantum Kinetic Equation for Particles Production in the Schwinger Mechanism // GSI Report 97–72; Int. J. Mod. Phys. 1998. Vol. E7. P. 709.
6. Schmidt S., Blashke D., Ropke G. et al. Non-Markovian Effects in Strong-Field Pair Creation // Phys. Rev. D. 1999. Vol. 59. P. 094005.
7. Bloch J.C.R., Mizerny V.A., Prozorkevich A.V. et al. Pair Creation: Back-Reaction and Damping // Ibid. Vol. 60. P.1160011.

Рецензент статьи В.Ч. Жуковский

* * *

Станислав Александрович Смолянский, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой теоретической и математической физики Саратовского государственного университета. Область научных интересов – релятивистская кинетика и гидродинамика и их применение в релятивистской ядерной физике промежуточных и высоких энергий. Автор и соавтор более 100 научных работ и одной монографии.