

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. Roll, R. Krotkov, R. H. Dicke, Ann. Phys. **26**, 442 (1964).
2. В. Б. Брагинский, ЖЭТФ **53**, 1426 (1967).

**Я. Б. Зельдович, Л. П. Питаевский, В. С. Попов, А. А. Старобинский.** Рождение пар в поле тяжелых ядер и в гравитационном поле.

При развитии квантовой механики уже очень скоро выяснилось, что она не только меняет законы движения частиц, но и включает теорию их рождения. В принципе это стало ясно, когда Эйнштейн показал, что свет состоит из частиц-квантов, фотонов. Квантовая теория систем с переменным числом частиц развита в классических работах В. А. Фока. Процессы рождения и аннигиляции частиц хорошо изучены. Почему сегодня мы вновь обращаемся к этому вопросу?

1. До сих пор рождение пар фотонами в эксперименте было возможно только за счет квантов высокой частоты ( $\hbar\omega \gg 2mc^2$ ). Теперь приближается возможность экспериментально осуществить процесс качественно иного типа — рождение пар заряженных частиц в статическом поле — в поле сверхтяжелого ядра или в почти статическом поле в фокусе лазера.

2. Проблема рождения частиц очень актуальна в астрофизике. Несколько лет назад открыто реликтовое радиоизлучение, заполняющее Вселенную с плотностью порядка  $10^8 - 10^9$  фотонов на 1 нуклон. Свойства излучения показывают, что эти фотонны не родились обычными способами (синхротронное излучение и т. д.); они или были всегда (наподобие барионов), или же родились на раннем этапе эволюции Вселенной, вблизи сингулярности. Здесь мог работать универсальный механизм рождения частиц за счет гравитационных полей. Быть может, такая теория объяснит еще одну загадку Вселенной: ее однородность и изотропию. Для рождения пар заряженных частиц в электростатическом поле нужна разность потенциалов  $e(\varphi_1 - \varphi_2) \geq 2mc^2 = 1 M_e$  для  $e^\pm$ . В тяжелых ядрах достигаются много большие значения  $V(0) = 3Ze^2/2R \approx \approx 1,6Z^{2/3} M_e$ , (так, в ядре урана  $V(0) = 30 M_e$ , а при  $Z = 170 V(0) \sim 50 M_e$ ), но лишь в области пространства, малой по сравнению с  $\hbar/mc$ , поэтому нижний уровень электрона не совпадает с дном потенциальной ямы.

Рождение частиц становится возможным лишь после того, как основной уровень электрона  $1S$  пересечет границу нижнего континуума:  $E = -mc^2$ , т. е. когда электрон будет иметь энергию связи  $\varepsilon > 2mc^2$  (для сравнения укажем, что для урана  $\varepsilon = 130 \text{ кэВ}$ ). Это произойдет при  $Z = Z_c \approx 170$  (учитываются конечные размеры ядра, для точечного ядра было бы  $Z_c = 137$ ). Впервые задача рассмотрена И. Я. Померанчуком и Я. А. Смородинским. При  $Z > Z_c$  уровень  $1S$  исчезает из одночастичных дискретных решений уравнения Дирака, но при этом возникает характерное искажение волновых функций нижнего континуума, сосредоточенное в узкой области энергий вблизи некоторой энергии  $E = E_0 < -mc^2$ . Это искажение дает дополнительную плотность заряда вакуума, аналогичную  $K$ -оболочке в атоме с  $Z > Z_c$  и несущую суммарный заряд  $-2e$ . При  $Z > Z_c$  голое ядро  $Z$  рождает 2 позитрона и «натягивает» на себя из вакуума  $K$ -оболочку, экранирующую заряд  $Z$  до  $Z = 2$ . По своим химическим свойствам такая система (сверхкритический атом) очень похожа на обычный атом, но есть и отличия. Они проявляются в резонансном безызлучательном рассеянии позитронов (при энергии, близкой к  $-E_0$ ), в фотоэффекте (острый пик в спектре пар  $e^-, e^+$  при  $\hbar\omega > mc^2 - E_0$  для энергии электрона, равной  $E_- = E_0 + \hbar\omega$ ). Наблюдение некоторых эффектов возможно также при столкновениях двух (голых) ядер урана, когда в момент сближения ядер образуется электрическое поле, соответствующее удвоенному заряду  $2Z = 184 > Z_c$ . Для рассмотрения кинетики процесса нужно вычислить вероятность рождения пары в переменном электрическом поле. Такие задачи рассматривались в последнее время (А. И. Никишов, В. С. Попов).

В классической интерпретации электрон и позитрон рождаются в различных точках пространства 1, 2, так что  $e(\varphi_1 - \varphi_2) = 2mc^2$ , где  $\varphi$  — электростатический потенциал. Корректное описание рождения пар возможно лишь в квантовой теории и неотделимо от поляризации вакуума. В частности, при включении электрического поля  $E$  плотность тока  $j$  пропорциональна  $E$ , плотность энергии  $\varepsilon$  пропорциональна  $E^2$  и нарушается соотношение  $|j| < \varepsilon e/mc$ , которое имеет место для совокупности реальных частиц (для них  $j = nev$ ,  $\varepsilon = nmc^2/\sqrt{1 - \beta^2}$ ). Различное поведение  $j$  и  $\varepsilon$  связано с тем, что вакуум является собственным состоянием  $\varepsilon = 0$ , но  $j = 0$  лишь в смысле математического ожидания.

В гравитационном поле могут рождаться как заряженные, так и нейтральные пары частиц. Для рождения пары в статическом гравитационном поле необходима разность потенциалов  $\Delta\varphi$  порядка  $c^2$ . При наличии таких сильных полей нужно пользоваться общей теорией относительности и рассматривать процессы в искривленном римановом пространстве. Обратимся сразу к синхронной метрике с интервалом  $ds^2 = dt^2 - a^2(t) dx^2 - b^2(t) dy^2 - c^2(t) dz^2$ , которая является однородной и простран-

ственno-плоской. Для корректной постановки квантовой задачи необходимо считать, что при  $t \rightarrow -\infty$  метрика становится четырехмерно-плоской. Для бозонного поля классическая теория является точным асимптотическим пределом квантовой теории при большом числе частиц. Благодаря однородности трехмерного пространства импульс поля сохраняется и остается нетривиальной только зависимость амплитуды плоской волны от времени.

Физически рождение пар в этой метрике аналогично явлению параметрического резонанса, так как осцилляторы поля возбуждаются за счет изменения их частоты, а не за счет внешней неоднородной периодической силы. Как и в электрическом поле, рождение частиц неразрывно связано с поляризацией вакуума. Простой конечный и однозначный ответ получен для конечного состояния в случае метрики, совпадающей с плоской метрикой Минковского при  $t = \pm \infty$ . Сложнее задача о коллапсе и о выходе из космологической сингулярности (она связана с перенормировкой). Л. Паркер показал, что в изотропном случае ( $a = b = c$ ) частицы не рождаются, если их масса  $m = 0$  или  $m \rightarrow \infty$ . Результат для  $m = 0$  объясняется тем, что выбранная метрика в изотропном случае является конформно-плоской, а уравнение поля конформно-инвариантно при  $m = 0$ . В случае изотропного коллапса ( $a(t) \sim |t|^q$  при  $t \rightarrow 0$ ;  $0 < q < 1$ ) энергия рожденных частиц зависит от нарушения конформной инвариантности при  $m \neq 0$  и растет как  $m^4 |mt|^{-4q}$  при  $|mt| \ll 1$  (здесь  $\hbar = c = 1$ ). Если  $a(t) \sim \sqrt{|t|}$  (эта метрика создается внешним веществом с уравнением состояния  $p = 1/3\rho$ ), то отношение энергии рожденных частиц к энергии внешнего вещества порядка  $Gm^2/\hbar c$ , т. е. очень мало. Наиболее интересен результат для анизотропного мира, например типа Казпера ( $a \sim t^{q_1}$ ,  $b \sim t^{q_2}$ ,  $c \sim t^{q_3}$ ;  $q_1 + q_2 + q_3 = 1$ ,  $q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 = 1$ ), который не является конформно-плоским. Из размерности следует, что при  $|t| \ll \hbar/mc^2$  плотность энергии рождающихся частиц пропорциональна  $\hbar/c^3t^4$ . Поэтому можно ожидать, что при малых  $t$  тензор энергии-импульса пар становится доминирующим в уравнениях и появится тенденция к изотропизации. По порядку величины это происходит при характерном времени  $10^{-44}$  сек, составленном из  $G$ ,  $\hbar$  и  $c$ . Ближайшая нерешенная задача — последовательное рассмотрение анизотропного коллапса с определением точной величины и знаков энергии и давлений по трем осям и с учетом обратного влияния рождающегося вещества на метрику. Наконец, отметим задачи, составляющие часть общей проблемы, но требующие новых идей: 1) общековариантная формулировка теории; 2) учет непосредственного, негравитационного взаимодействия частиц между собой; 3) наиболее трудная и важная задача — космологическая задача о выходе из сингулярности, о формулировке начальных данных в сингулярном состоянии. Возможно, что эта последняя задача неотделима от общей проблемы квантования метрики.

См. литературу: В. С. Попов, ЯФ 12, 429 (1970), Я. Б. Зельдович, В. С. Попов, УФН 105(3), 403 (1971); Я. Б. Зельдович, Л. П. Питаевский, Comm. Math. Phys., 23, 185 (1971); Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, ЖЭТФ 60 (6(12)), 2161 (1971).