

ФИЗИКА

И. ТАММ, член-корреспондент Академии Наук СССР

**ПРОНИКАЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ  
И ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ**

Проникающая компонента космического излучения по всей вероятности состоит из тяжелых электронов. Согласно Блеккету (1) космические частицы большой энергии на уровне моря являются тяжелыми электронами, когда же энергия их благодаря торможению падает до  $2-3 \cdot 10^8$  eV, они превращаются в обычные электроны. Согласно Бауену, Милликену и Нихеру (2) тяжелые электроны создаются в атмосфере первичным излучением—обычными электронами и фотонами. Однако это заключение не вытекает непосредственно из данных указанных авторов, так что эти данные не противоречат предположению о первичном характере тяжелых электронов. Во всяком случае «превращения массы» электронов играют повидимому существенную роль при прохождении их через атмосферу.

До сих пор не было предложено удовлетворительного механизма для этих превращений массы. Гипотеза Юкавы о лишенном спина тяжелом электроне повидимому приводит к трудностям и нами рассматриваться не будет. Образование тяжелых пар фотонами (3) может быть существенным только для образования сравнительно легких частиц ( $m \sim 10 m_0$ ) и к тому же не объясняет исчезновения замедлившихся тяжелых электронов. Предположение, что превращение массы может происходить при поглощении или излучении фотона либо в вакууме (Джонси), либо же под воздействием электрического поля ядра [Баба (4)], влечет за собой возможность спонтанного распада тяжелого электрона на обыкновенный электрон и на фотон. Можно показать, что любое разумное предположение о длительности жизни тяжелого электрона приводит к ничтожно малым значениям поперечника сечения для превращений массы, вызванных действием фотона или электрического поля ядра. Кроме того в последнем случае, как и в случае тормозного излучения, поперечник сечения оказывается пропорциональным  $Z^2$ , тогда как поперечник сечения для превращений массы в действительности повидимому пропорционален  $Z$ .

Эти и подобные им соображения привели нас к предположению, что тяжелые электроны устойчивы в отсутствии атомных ядер\* и что

\* Или, что во всяком случае спонтанный распад тяжелых электронов за время прохождения ими атмосферы практической роли не играет.

превращения массы происходят только благодаря некоторому неэлектромагнитному взаимодействию электронов с протонами и нейтронами, характеризующемуся малым радиусом действия.

Простейшая количественная формулировка этой гипотезы состоит в введении в гамильтониан системы: электроны + ядерные частицы, оператора взаимодействия следующего вида:

$$\Omega = f \sum_{k,l} O \psi_k^* \psi_l \Psi^* \Psi, \quad (1)$$

где  $f$  означает универсальную константу,  $\psi_k$  и  $\psi_l$  — волновые функции электронов массы  $km_0$  и  $lm_0$ , а  $\Psi$  — волновая функция протона или нейтрона. Суммирование распространяется по всем возможным значениям  $k$  и  $l$ , начиная с  $k=l=1$ .  $O$  означает релятивистски инвариантную комбинацию волновых функций. Если под знак суммы в (1) ввести какой-либо множитель, зависящий от величины масс  $km_0$  и  $lm_0$ , то интересующие нас в этой заметке выводы не подвергнутся существенному изменению.

Пусть в результате соударения с ядром электрона массы  $m_i$  и энергии  $E$  масса его приобрела значение  $m_s$ . Если ядро не приобретает при этом заметной кинетической энергии, то из сохранения энергии следует, что

$$E = c \sqrt{c^2 m_i^2 + p_i^2} = c \sqrt{c^2 m_s^2 + p_s^2}, \quad (2)$$

где  $p_i$  и  $p_s$  — импульсы падающего и рассеянного электронов. Пока длина волны электрона или точнее величина  $\frac{h}{|p_i - p_s|}$  велика по сравнению с радиусом ядра  $R$  (I интервал энергий), рассеяние это будет изотропным и пропорциональным квадрату числа  $A$  протонов и нейтронов в ядре:

$$\sigma = \frac{f^2 A^2 E^2}{2\pi h^4 c^4} \cdot \frac{p_s}{p_i}. \quad (3)$$

Но когда  $\frac{h}{|p_i - p_s|}$  становится малым по сравнению с  $R$  (II интервал энергий), волны, рассеянные отдельными ядерными частицами, уже не будут в фазе друг с другом, станет преобладать рассеяние вперед, а эффективный поперечник рассеяния  $\sigma$  при возрастании энергии будет стремиться к постоянному значению, независимому от  $E$ ,  $m_i$  и  $m_s$  и пропорциональному  $A^{\frac{4}{3}}$ :

$$\sigma = \frac{9f^2 A^{\frac{4}{3}}}{16\pi h^2 c^2 r_0^2}, \quad (4)$$

где  $r_0 = RA^{-\frac{1}{3}} \sim 1.4 \cdot 10^{-13}$  см. Наконец, если энергия  $E$  налетающего электрона превысит примерно  $2 \cdot 10^8$  eV (III интервал энергий), то частицы в ядре можно считать свободными, ибо приобретаемая под влиянием удара электрона энергия отдачи начинает превышать их энергию связи (при не очень малых углах рассеяния). Поперечник  $\sigma$  вновь начинает возрастать пропорционально  $E^2$ . Поэтому если только значение  $\sigma$ , например при  $E \sim 10^{10}$  eV, не чрезмерно велико, то значение его при  $E \leq 5 \cdot 10^8$  eV должно быть совершенно ничтожным.

Однако сомнительно, чтобы эти расчеты были справедливы в области очень больших энергий. Известно, что взаимодействие типа (1) приводит к расходящимся результатам даже в таких приближениях, в которых современная квантовая электродинамика не приводит еще к затруд-

нениям. Так например, если протон или нейтрон могут рассеивать электроны с изменением их массы, то они могут также создавать пары, т. е. электрон и позитрон, массы которых будут, вообще говоря, различны (неупругое рассеяние электрона, обладавшего первоначально отрицательной энергией). Отсюда следует, что между протонами и нейтронами должно существовать определенное взаимодействие, соответствующее обмену парами между этими частицами. Однако вычисление этих сил на основе (1) приводит, как и при соответствующих вычислениях по теории  $\beta$ -распада, к расходящимся интегралам\*.

За неимением лучшего приходится вводить в оператор (1) более или менее произвольный «гильотинирующий множитель». Простейшим и наиболее употребительным видом этого множителя является  $e^{-\tau(p_k + p_l)}$ , где  $p_k$  и  $p_l$  означают импульсы электронов массы  $km_0$  и  $lm_0$  в той системе координат, в которой средняя скорость ядерных частиц равна нулю. Благодаря этому множителю энергия  $V(r)$  взаимодействия этих частиц, на больших расстояниях меняющаяся пропорционально  $r^{-5}$ , стремится при убывающем  $r$  к значению

$$V(0) = -\frac{2f^2 N^2}{5\pi^4 c h^6 \tau^5} [a^2 + b^2 (s_1 s_2)]. \quad (5)$$

Здесь  $a$  и  $b$ —постоянные порядка единицы, зависящие от выбора оператора  $O$  в (1),  $s_1$  и  $s_2$ —спиновые векторы взаимодействующих частиц, а  $N$  означает число возможных значений массы  $km_0$  электрона.

Гильотинирующий множитель\*\* влияет также на значение поперечника  $\sigma$  рассеяния электронов с изменением массы. Если  $\tau \sim \frac{1}{400m_0 c}$ , что соответствует длине волны  $\lambda \sim 2\pi \cdot 10^{-13}$  см, то в I и II интервалах энергии значение  $\sigma$  не претерпит изменений, так что при  $E \sim 2 \cdot 10^8$  eV оно достигнет значения (4), но при дальнейшем возрастании энергии  $\sigma$  начнет экспоненциально убывать. Таким образом превращение массы тяжелых электронов большой энергии будет маловероятным, но как только они затормозятся примерно до  $3 \cdot 10^8$  eV, значение  $\sigma$  резко возрастет, что соответствует результатам опытов Блеккета. Эффективный поперечник для обратного процесса (превращения обычного электрона  $m_0$  в более тяжелый  $m_h$ ) имеет значение того же порядка величины при  $E \gg c^2 m_h$ , но при меньших энергиях отличается от  $\sigma(m_h \rightarrow m_0)$  множителем

$$\frac{p_h^2}{p_0^2} = \frac{E^2 - c^4 m_h^2}{E^2 - c^4 m_0^2} < 1.$$

Если принять для  $\tau$  и для экстремального значения поперечника (4) в воздухе ( $\sigma_{\text{stat}}^{\text{air}}$ ) какие-либо определенные значения, то можно оценить энергию взаимодействия (5) ядерных частиц. Принимая, что  $\tau = \frac{1}{400m_0 c}$  и  $\sigma_{\text{stat}}^{\text{air}} = \alpha \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup>, получаем для  $V(0)$  разумное значение  $V(0) = -3\alpha N^2 \cdot 10^6$  eV.

\* Хотя и можно выбрать такой порядок интегрирования, чтобы при конечном расстоянии  $r$  между взаимодействующими частицами получался бы конечный результат, однако при другом порядке интегрирования интегралы расходятся даже при конечном  $r$ . Причина этого лежит в том, что рассматриваемое взаимодействие соответствует обмену парами частиц, а не одиночными частицами (как например фотонами в случае электромагнитного взаимодействия).

\*\* Этот множитель учитывает весьма грубым образом конечные размеры взаимодействующих частиц. В случае кулоновского рассеяния он был бы излишен, так как для последнего существенны только соударения на больших расстояниях.

Можно показать, что вероятность непосредственного излучения пары возбужденным ядром значительно меньше вероятности  $\gamma$ -излучения, по крайней мере при энергиях меньших, чем  $5 \cdot 10^6$  eV.

На возможность объяснить ядерные силы на основе представления в обмене парами между протонами и нейтронами было уже обращено внимание Теллером <sup>(5)</sup> и Вентцелем <sup>(6)</sup>, которые однако рассматривали только обычные электроны ( $m = m_0$ ) и кроме того не могли установить какой-либо связи между предложенным объяснением ядерных сил и другими физическими явлениями. Как уже было отмечено этими авторами, силы, соответствующие обмену парами, не зависят от электрического заряда ядерных частиц и вместе с тем позволяют сохранить виковского объяснение магнитного момента нейтрона. Единственное затруднение состоит в том, что эти силы повидимому не обладают свойствами насыщения.

В заключение, мы хотели бы заметить, что нередкие снимки треков в камере Вильсона, соответствующие кажущемуся увеличению энергии космической частицы, объясняются, быть может, не только искажениями треков или направленными вверх космическими лучами, но в известной своей части свидетельствуют о имевшем место в поглощающей пластинке (в особенности в случае легких веществ, как например Al) превращении тяжелого электрона в обычный; ведь это превращение согласно (1) должно сопровождаться увеличением импульса  $p$ .

Физический институт им. П. Н. Лебедева.  
Академия Наук СССР.  
Москва.

Поступило  
20 IV 1938.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Blackett, Proc. Roy. Soc., **21**, I (1938), Abstr. of Papers, 7. <sup>2</sup> Bowen, Millikana. Neher, Phys. Rev., **53**, 217 (1938). <sup>3</sup> Neddermeyer, Phys. Rev., **53**, 102 (1938). <sup>4</sup> Bhabha, Proc. Roy. Soc., **164**, 257 (1938). <sup>5</sup> Teller, Phys. Rev., **51**, 289 (1937). <sup>6</sup> Wentzel, Helv. Phys. Acta, **10**, 107 (1937).