СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Polyakov A. M.//Phys. Lett. 1975. **B59**, N 1. P. 82—84; Belavin A. A., Polyakov A. M., Schwartz A. S., Tyupkin Yu. S.//Там же. P. 85—87. [2] 't Hooft G.//Nucl. Phys. 1976. **37**, N 1. P. 8—11. [3] 't Hooft G.//Nucl. Phys. 1974. **B79**, N 2. P. 276—284; Поляков А. М.//Письма в ЖЭТФ. 1974. **20**. С. 430—432. [4] Julia B., Zee A.//Phys. Rev. 1975. **D11**, N 8. P. 2227—2232. [5] Jackiw R., Rebbi C.//Phys. Rev. Lett. 1976. **37**, N 3. P. 172—175. [6] Callan C. G., Dashen R. F., Gross D. J.//Phys. Lett., 1976. **B63**, N 3. P. 334—340. [7] Матинян С. Г., Саввиди Г. К., Тер-Арутюнян-Саввиди Н. Г.//Письма в ЖЭТФ. 1981. **34**, № 11. С. 613—616. [8] Авакян А. Р., Арутюнян С. Г., Басеян Г. З.//Письма в ЖЭТФ. 1982. **36**, № 10. С. 372—374. [9] Чириков Б. В., Шепелянский Д. Л.//Ядерная физика. 1982. **36**, № 6. С. 1563—1576. [10] Chang S.-J.//Phys. Rev. 1984. **D29**, N 2. P. 259—268. [11] Gorski A.//Acta Phys. Pol. 1984. **B15**, N 6. P. 465—471. [12] Savvidy G. K.//Nucl. Phys. 1984. **B246**, N 2. P. 302—334. [13] Savvidy G. K. Препринт ЕрФИ № 747/62. Ереван, 1984. [14] Матинян С. Г.//Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1985. **16**, № 3. С. 522—550. [15] Coleman S.//Phys. Lett. 1977. **B70**, N 1. P. 59—60. [16] Actor A.//Lett. in Math. Phys. 1978. **2**. P. 275—288. [17] Басеян Г. З., Матинян С. Г., Саввиди Г. К.//Письма в ЖЭТФ. 1979. **29**, № 10. С. 641—644. [18] Бацула О. И., Гусынин В. П.//Укр. физ. журн. 1981. **26**, № 8. С. 1233—1238. [19] Kovacs E.//J. Math. Phys. 1982. **23**, N 5. P. 834—838. [20] Матинян С. Г., Саввиди Г. К., Тер-Арутюнян-Саввиди Н. Г.//ЖЭТФ. 1981. **80**, № 3. С. 830—838. [21] Агаев Ш. С., Вшивцев А. С., Жуковский В. Ч., Семенов О. Ф., Татаринцев А. В. Деп. ВИНИТИ № 8022-84 от 17.12.1984. М., 1984. [22] Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М., 1979. [23] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М., 1974.

Поступила в редакцию
02.06.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 1

УДК 537.636

О ПОРЯДКАХ ВЕЛИЧИНЫ ЭФФЕКТОВ ТОРМОЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДЛЯ НАИБОЛЕЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МАКСИМАЛЬНО ДОСТИЖИМЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Н. П. Клепиков

(кафедра теоретической физики)

Согласно классической электродинамике движение одной заряженной частицы во внешнем электромагнитном поле описывается уравнением Лоренца—Дирака

$$w_i = \frac{e}{mc^2} F_{ik} u_k + \frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^2} \left(\frac{dw_i}{ds} - u_i w^2 \right), \tag{1}$$

где внешнее поле предполагается известным как функция координат частицы $x_i = (\mathbf{r}, ict)$. Используются обычные обозначения $u_i = dx_i/ds$, $ds = c\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, $w_i = du_i/ds$. История формулировки и свойства уравнения (1) и его решений подробно изложены в обзоре [1].

Для электронов $r_0 = \frac{2}{3} \frac{e}{mc^2} = 1{,}837 \cdot 10^{-15}$ м, а для других заряженных частиц эта величина еще меньше. Поэтому для всех известных лабораторных и космических ситуаций сила торможения излучением очень мала по сравнению с силой, действующей со стороны внешнего поля, в системе отсчета, в которой частица в соответствующий момент покоится. Это, однако, не означает, как отметил еще Померанчук [2], что в системе отсчета, где частица движется быстро, сила торможения излучением мала. Поэтому представляет интерес оценить величины эффектов торможения излучением различных порядков для электронов наибольших достижимых в настоящее время энергий в рекордно достижимых импульсных полях и проанализировать, возможна ли экспериментальная проверка действия высших членов силы торможения излучением (за пределами члена первого порядка по r_0). Дело в том, что некоторые авторы [3, 4] полагают, что правильным уравнением движения вместо (1) является уравнение с силой торможения излучением, взятой только в первом порядке по r_0. В [1] показано, что такая точка зрения противоречит точному соблюдению законов сохранения энергии, импульса и углового момента. Однако полезно выяснить, можно ли проверить это также экспериментально.

Согласно общей теории [5], разложение ускорения для физического решения уравнения (1) по степеням r_0 имеет вид

$$w_i = F_i + \sum_{n=1}^{\infty} r_0^n \frac{d^{n-1}}{ds^{n-1}} \left(\frac{d}{ds} F_i - \Phi_i \right), \tag{2}$$

где

$$F_i = \frac{e}{mc^2} F_{ik} u_k, \quad \Phi_i = c u_i w^2. \tag{3}$$

Первые два члена разложения приведены в [6] (формулы (76.1) и (76.3)), а последующие могут быть легко вычислены.

В [7] показано, что решение уравнения (1) последовательными приближениями сходится, если сила F_i на периферии поля убывает быстрее обратного расстояния от области поля. Это условие выполнено для всех полей, создаваемых в лаборатории или существующих в природных образованиях. Поэтому ясно, что разложение (2) ускорения w_i по степеням классического радиуса электрона содержит члены, быстро убывающие с номером. Однако в литературе нет примеров, позволяющих оценить скорость этого убывания для высших членов разложения в реально достижимых полях в системе координат, в которой частица движется быстро.

Для частиц достаточно высоких энергий в не слишком быстро или резко меняющихся полях наибольший вклад в торможение излучением дают члены (2), не содержащие производных от поля и включающие наивысшие степени четырехмерной скорости. Член нулевого порядка по r_0 содержит произведение $\frac{e}{mc^2} F_{ik} u_k$, а соответствующий член первого порядка пропорционален $r_0 \left(\frac{e}{mc^2} F \right)^2 |u|^3$, где $|u|$ означает модуль наибольшей из компонент четырехмерной скорости u_i. Все члены, возникающие при дифференцировании четырехмерных скоростей, входящих в выражение $F_{kl} u_l F_{km} u_m$, и подстановке нулевого приближения, обращаются в нуль как содержащие след произведения симметричного тензора второго ранга на антисимметричный. Поэтому все высшие члены порядка n рассматриваемого типа не содержат более высоких степеней четырехмерной скорости и пропорциональны $r_0^n \left(\frac{e}{mc^2} F \right)^{n+1} |u|^3$. Отношение их к члену первого порядка содержит $(F/F_0)^n$, где $F_0 = \frac{3}{2} \frac{m^2 c^4}{e^3}$ есть поле, значительно превышающее все поля, достижимые в лаборатории даже в импульсном режиме. Следовательно, все члены этого типа силы торможения излучением всегда малы по сравнению с членом первого порядка. Отношение последнего к члену нулевого порядка пропорционально $|u|^2 (F/F_0)$ и при достаточно большом $|u|$ может быть не только порядка единицы, но и даже превосходить ее, несмотря на малость отношения F/F_0.

Чтобы оценить роль членов (2), содержащих производные от поля, в качестве примера рассмотрим ситуацию, в которой внешнее электромагнитное поле создается в малой области в результате быстрого нарастания и падения большого тока, протекающего по нескольким виткам катушки без сердечника. Такое поле можно описать с помощью выражений

$$H_z = H_0 J_0 \left(\frac{\omega}{c} r \right) \sin \omega t, \quad E_\varphi = -H_0 J_1 \left(\frac{\omega}{c} r \right) \cos \omega t, \tag{4}$$

удовлетворяющих уравнениям Максвелла. Для рекордно достигнутых таким образом полей $H_0 = 10^6$ Гс, $\omega = (\pi/2) \cdot 10^6$ с$^{-1}$. Вычисляя поле и его производные в центре области в момент $t = \pi/2\omega$, для лоренц-фактора $5 \cdot 10^4$ (наибольшая достигнутая в настоящее время величина) находим, что (в предположении, что частица в этот момент движется в направлении оси x) в нулевом приближении отлична от нуля компонента $w_y^{(0)} = -2{,}934 \cdot 10^9$ м$^{-1}$. В первом приближении имеется замедление: $w_x^{(1)} = -8{,}059 \times \times 10^8$ м$^{-1}$. Во втором приближении $w_x^{(2)} = 7{,}053 \cdot 10^{-4}$ м$^{-1}$, $w_y^{(2)} = 8{,}896 \cdot 10^{-2}$ м$^{-1}$, а в третьем $w_x^{(3)} = 7{,}825 \cdot 10^{-11}$ м$^{-1}$, $w_y^{(3)} = 3{,}287 \cdot 10^{-19}$ м$^{-1}$.

Чтобы оценить ситуацию вне центра области и в периоды нарастания и падения поля, произведем численное интегрирование уравнения движения частицы. Оно показывает, что для траекторий, проходящих вблизи центра, ускорения различных порядков имеют тот же порядок величины, что и в центре области, но по мере удаления от центра различие между компонентами ускорения одного приближения, имеющееся в центре области, исчезает. Отношение $|w^{(2)}|/|w^{(1)}|$, близкое к $1{,}10\cdot 10^{-10}$, почти не меняется. Для траекторий, значительно удаленных от центра или имеющих большое опережение или запаздывание по отношению к максимуму поля, оно иногда имеет большой порядок величины (от 10^{-7} до 10^{-5}), но не за счет увеличения $|w^{(2)}|$, а за счет местного уменьшения величины $|w^{(1)}|$.

Изо всех рассмотренных случаев расчета мы видим, что первое приближение для силы торможения излучением в рассматриваемой системе отсчета имеет тот же порядок, что и сила, действующая со стороны внешнего поля, а высшие поправки к ней быстро убывают с фактором от 10^{-7} до 10^{-10}. Следовательно, хотя уравнение (1) является точным, а уравнение с торможением в первом порядке — приближенным, при численных расчетах с рассматриваемыми порядками полей всеми высшими членами разложения (2) можно вполне пренебречь. Они могут понадобиться лишь при рассмотрении значительно более сильных или быстрее меняющихся полей.

Наша оценка показывает, что в некоторых случаях отношение $|w^{(2)}|/|w^{(1)}|$ может оказаться на границе измеримости, но дискриминация его от нуля может быть весьма трудной. Более подробные расчеты отклонения быстрых частиц импульсным полем с учетом реальной экспериментальной обстановки могут показать, можно ли поставить эксперимент для опровержения гипотезы, что $|w^{(2)}|=0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Клепиков Н. П.//УФН. 1985. **146**, № 2. С. 317—339. [2] Pomeranchuk I.//J. Phys. USSR. 1940. 2. P. 65—69. [3] Erber T.//Fortschr. Phys. 1961. **9**. P. 343—392. [4] Herrera J. C.//Phys. Rev. D. 1977. **15**. P. 453—456. [5] Rohrlich F. Classical charged particles. N. Y.: Addison-Wesley, 1965, sect. 6—6, 6—8. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1962. [7] Hale J. K., Stokes A. P.//J. Math. Phys. 1962. **3**. P. 70—74.

Поступила в редакцию
17.06.86
После переработки
07.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 1

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.591

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 50—1000 ГэВ/НУКЛОН

И. П. Иваненко, Н. Л. Григоров, В. Я. Шестоперов, Ю. В. Басина, П. В. Вакулов, Ю. Я. Васильев, Р. М. Голынская, Л. Б. Григорьева, Д. А. Журавлев, В. И. Зацепин, А. Е. Казакова, В. Д. Козлов, И. П. Кумпан, Ю. А. Лапутин, Л. Г. Мищенко, В. М. Никаноров, Л. П. Папина, В. В. Платонов, Д. М. Подорожный, И. Д. Рапопорт, Г. А. Самсонов, Л. Г. Смоленский, В. А. Собиняков, В. К. Соколов, Г. Е. Тамбовцев, Ч. А. Третьякова, Ю. В. Тригубов, И. М. Фатеева, Л. А. Хейн, Л. О. Чикова, В. Я. Ширяева, Б. М. Яковлев, И. В. Яшин

(НИИЯФ)

Измерение энергетических спектров различных групп ядер первичных космических лучей высокой энергии является одной из актуальных задач физики и астрофизики космических лучей [1]. Малый поток таких частиц создает большие трудности при их регистрации. Поэтому прямые измерения энергетических спектров и зарядового состава проведены для ядер с $Z\geqslant 3$ в области до ~100 ГэВ/нуклон, где имеется достаточно однозначная информация [2]. При больших энергиях имеются данные двух работ [3, 4]. В работе [3] энергетические спектры углерода измерены в области до 600 ГэВ/нуклон, кислорода — до 1000 ГэВ/нуклон и железа — до 250 ГэВ/нуклон.