

УДК 539.12.17

## ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ БАРИОНОВ, РАССЧИТАННЫЕ С УЧЕТОМ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

Б. И. Горячев, Д. В. Эгсоватов

(НИИЯФ)

Рассчитаны полные ионизационные потери  $\epsilon$  и коэффициенты торможения  $B$  как функции лоренц-фактора  $\gamma$  для ультрарелятивистских барионов октета  $J^P = (1/2)^+$ . Электромагнитные формфакторы барионов берутся на основе КХД-расчетов. Анализируется зависимость  $\epsilon(\gamma)$  и асимптотические уровни  $\epsilon$  для различных барионов. Обсуждается идея эксперимента для определения зарядовых радиусов гиперонов.

Освоение экспериментальной физикой адронов нового диапазона сверхвысоких энергий (лоренц-факторы адронов  $\gamma > 10^3$ ) и создание адронных пучков на ускорителях стимулируют изучение взаимодействия ультрарелятивистских барионов с веществом. В [1] рассчитаны, в частности, полные средние ионизационные потери  $\epsilon$  мезонов и барионов сверхвысоких энергий. Зарядовые радиусы гиперонов  $r_0$  <sup>\*</sup>, бравшиеся как параметры расчета из некоторых кварковых моделей адронов, определены в [1], по-видимому, недостаточно точно. Ниже приводятся результаты расчетов  $\epsilon$ , в которых электромагнитная структура барионов учитывается на основе квантовой хромодинамики (КХД).

Полные средние ионизационные потери адронов могут быть вычислены по формуле

$$\epsilon = \left| \frac{dE_{\text{ion}}}{dx} \right| (\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}) = 0,307 \beta^{-2} Z_h^2 Z_t A_t^{-1} B(\gamma, Z_t), \quad (1)$$

где  $\beta$  — скорость налетающего адрона (в единицах скорости света),  $Z_h$  — его заряд, а  $Z_t$  и  $A_t$  — соответственно атомный номер и массовое число ядер среды. Безразмерный коэффициент торможения  $B$  зависит от характеристик как среды, так и налетающего адрона. Он может рассматриваться как сумма

$$B = B_d + B_s, \quad (2)$$

где  $B_d$  характеризует вклад дальних, а  $B_s$  — близких столкновений. Результаты расчета, проведенного аналогично [1], представлены в табл. 1. Коэффициенты торможения  $B_d$  рассчитывались по модифицированной формуле Бете—Блоха с учетом ряда поправок [1]. Изучая зависимость  $B(\gamma)$ , принципиально важно учитывать поправку на эффект плотности, приводящую для конденсированных сред к насыщению функции  $B_d(\gamma)$  при  $\gamma \gg 1$ . В случае близких соударений коэффициент торможения  $B_s$  не зависит от характеристик среды и является функцией поперечного сечения упругого рассеяния адрона на электроны, зависящего от квадрата электрического формфактора адрона  $G_E$  [2]. Магнитный формфактор  $G_M$  выражается через  $G_E$  с помощью скейлингового соотношения  $G_M = \mu G_E$ , где  $\mu$  — магнитный момент адрона.

Использованные в расчете зависимости  $G_E$  от квадрата переданного 4-импульса  $q$  даны в табл. 2. Расчет проводился для заряженных

<sup>\*</sup> Далее в формулах  $r_0$  следует рассматривать как безразмерный параметр, численно совпадающий со среднеквадратичным зарядовым радиусом адрона, выраженным в Фм.

Таблица 1

Барийон	Лоренц-фактор $\gamma$							
	10	$3,16 \cdot 10^1$	$10^2$	$3,16 \cdot 10^2$	$10^3$	$3,16 \cdot 10^3$	$10^4$	
$p$	$B_s$	0,696	1,791	2,904	3,950	4,648	4,832	4,876
	$B$	11,56	12,73	13,84	14,89	15,59	15,77	15,82
	$\varepsilon$	1,727	1,791	2,048	2,202	2,306	2,333	2,339
$\Sigma^+$	$B_s$	0,697	1,794	2,913	3,979	4,796	5,040	5,091
	$B$	11,57	12,74	13,86	14,921	15,74	15,98	16,03
	$\varepsilon$	1,728	1,883	2,049	2,207	2,328	2,364	2,371
$\Sigma^-$	$B_s$	0,697	1,794	2,909	3,954	4,738	5,043	5,109
	$B$	11,57	12,74	13,85	14,90	15,68	15,98	16,05
	$\varepsilon$	1,728	1,883	2,049	2,203	2,319	2,364	2,374
$\Xi^-$	$B_s$	0,698	1,795	2,911	3,950	4,698	4,961	5,015
	$B$	11,57	12,74	13,85	14,89	15,64	15,90	15,96
	$\varepsilon$	1,728	1,884	2,049	2,203	2,313	2,352	2,360

Примечание. Значения  $B_s$  приведены для  $\Omega_{\min} = 10$ ; значения  $\varepsilon$  даны в МэВ·см<sup>2</sup>·г<sup>-1</sup> для алюминия.

Таблица 2

Барийон	Электрический формфактор $ G_E $	$r_0$	$\tilde{r}_0$	$\tilde{M}$
$p$	$0,73665e^{-3,1q^2} + 0,235e^{-0,772q^2} +$ $+ 0,0267e^{-0,22q^2} + 0,00165e^{-0,052q^2}$	0,76	—	0,33
$\Sigma^+$	$0,8e^{-1,55q^2} + 0,23e^{-q^2} - 0,03$	0,54	0,57	0,27
$\Sigma^-$	$e^{-0,98q^2+0,04q^4}$	0,48	0,49	0,31
$\Xi^-$	$e^{-1,12q^2+0,035q^4}$	0,51	0,52	0,31

Примечание. Символами  $\tilde{r}_0$  и  $\tilde{M}$  обозначены соответственно зарядовый радиус  $r_0$  (в Фм) и модельный фактор  $M$ , рассчитанные с помощью параметризационных формул (4) и (5).

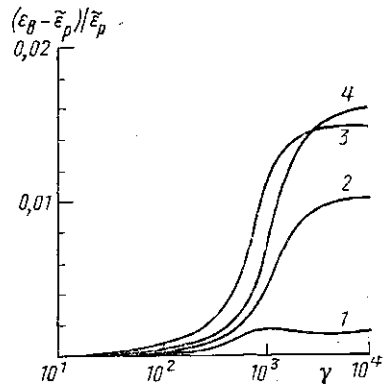
барионов октета  $J^P = (1/2)^+$ . Приведенные параметризации  $G_E(q^2)$  получены в [3]. В табл. 2 даны также значения зарядовых радиусов  $r_0$ , рассчитанные по этим параметризациям.

В случае протона параметризация хорошо воспроизводит как экспериментальные данные [4], так и результаты КХД-расчетов, выполненных в рамках теории возмущений [5]. Для гиперонов экспериментальные данные отсутствуют и параметризации отражают результаты КХД-расчетов на решетке [6]. В [3] электрический формфактор  $G_E$  трактуется как фурье-образ функции плотности распределения электрического заряда в адроне, что приводит к ограничению области применимости параметризации  $q^2 \leq 4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $\gamma \leq 10^4$ . При расчете  $B_s$  нижней границей передаваемой электронам энергии \*)  $Q$  была величина  $Q_{\min} = 10$ .

\*)  $Q$  выражается в единицах удвоенной энергии покоя электрона.

Как видно из табл. 1, коэффициенты торможения  $B_s$ ,  $B$  и полные ионизационные потери  $\epsilon$  при  $\gamma \gg 10^3$  выходят на плато, стремясь к асимптотическим значениям. Наряду с отмеченным ранее насыщением функции  $B_a(\gamma)$  происходит также насыщение и  $B_s(\gamma)$ , что определяется действием электромагнитных формфакторов адронов [1, 7].

Максимальное отличие значений  $\epsilon$  наблюдается в асимптотической области и не превышает для барионов  $\sim 1,5\%$ , а для гиперонов  $\sim 0,5\%$ . Различие в ходе функции  $\epsilon(\gamma)$  хорошо видно на рисунке. При  $\gamma \ll 10^3$  оно определяется в основном разностью масс и магнитных моментов барионов  $\mu$ , а при  $\gamma \gg 10^3$  — зарядовым радиусом  $r_0$  и  $\mu$ . Минимальные асимптотические ионизационные потери наблюдаются для протона, который имеет максимальную среди барионов октета величину  $\mu$  и максимальный  $r_0$ . Поскольку действие  $r_0$  и  $\mu$  на  $\epsilon$  противоположно (с ростом  $r_0$  тормозная способность уменьшается), это обстоятельство демонстрирует определяющее влияние зарядовых радиусов адронов на их асимптотические значения  $B$ . На рисунке по оси ординат изображена величина  $(\epsilon_b - \tilde{\epsilon}_p) / \tilde{\epsilon}_p$ , где  $\epsilon_b$  — полные ионизационные потери бариона, а  $\tilde{\epsilon}_p$  — аналогичная величина для протона, электрический формфактор которого описывается известной дипольной формулой (см., напр., [8])



Относительные отличия полных средних ионизационных потерь для  $p$  (1),  $\Sigma^-$  (2),  $\Sigma^+$  (3),  $\Xi^-$  (4) от ионизационных потерь протона, рассчитанных с помощью дипольной формулы

$$G_E(q^2) = [1 + q^2 (\text{ГэВ}/c)^2 / 0,71]^{-2}, \quad (3)$$

существенно завышающей значения  $G_E$  по сравнению с параметризацией [3] при  $q^2 > 10 (\text{ГэВ}/c)^2$ . Как видно из рисунка, столь большие передаваемые импульсы весьма слабо влияют на  $\epsilon$  (отличие не превышает  $\sim 0,1\%$ ).

Следуя [1], можно написать параметризационную формулу

$$M_b = M_p + 0,962 (B_a^b - B_a^p) + 0,962 \ln(r_0^b / r_0^p) - 3,05 \cdot 10^{-2} (\mu_b^2 - \mu_p^2), \quad (4)$$

которая связывает асимптотические коэффициенты торможения  $B_a$  для некоторой фиксированной среды с  $r_0$ ,  $\mu$  и  $M$  — модельным фактором, характеризующим компактность распределения электрического заряда в адроне [9] (индексы « $p$ » и « $b$ » относятся соответственно к протону и произвольному бариону).

Представляет интерес проанализировать, насколько применима концепция модельного фактора в случае параметризаций [3], не связанных с простыми «геометрическими» моделями электромагнитных формфакторов. В табл. 2 приведены модельные факторы барионов, полученные по формуле (4), причем коэффициент  $B_a^p$  рассчитывался с помощью дипольной формулы (3), что отвечает  $M_p = 0,38$  [9] и  $r_0^p = 0,8$ . Среднее значение модельного фактора составляет 0,302 при относительной флуктуации  $\sim 10\%$ . Рассчитанные таким образом значения  $M$  близки к модельному фактору, отвечающему гауссовому распределению плотности электрического заряда ( $M = 0,31$ ). Можно предположить, что модельные факторы адронов, являющихся членами одного супер-

мультиплета  $J^P$ , должны быть близки. Если считать их одинаковыми для рассматриваемого октета барионов  $J^P=(1/2)^+$ , то, согласно (4), получаем

$$r_0^b = r_0^p \exp[-(B_a^b - B_a^p) + 3,17 \cdot 10^{-2} (\mu_b^2 - \mu_p^2)]. \quad (5)$$

Зарядовые радиусы, рассчитанные по формуле (5), представлены в табл. 2. Видно, что они весьма близки (с точностью  $\sim 4\%$ ) к «правильным» значениям  $r_0$ . Это обстоятельство может быть важным при планировании экспериментов для определения зарядовых радиусов гиперонов с помощью хорошо известного зарядового радиуса  $r_0$  протона. Эксперименты могут быть проведены по схеме, обсужденной в [9]. В этой работе предложено анализировать треки жестких  $\delta$ -электронов, образованных ультрарелятивистскими адронами в жидководородной пузырьковой камере. В [9] показано, что изучение энергетического спектра таких электронов позволяет получить надежную оценку  $B_s$ ,  $B$  и  $\epsilon$ . В области сверхвысоких энергий ( $\gamma \gg 10^3$ ), когда  $(B^b - B^p)$  стремится к  $(B_a^b - B_a^p)$ , с помощью формулы (5) может быть определен зарядовый радиус любых барионов (в том числе и нестабильных барионов — гиперонов), если по ходу эксперимента чередуется «облучение» камеры пучками этих барионов и протонными пучками.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Горячев Б. И., Линькова Н. В. // Ядерная физика. 1993. 56. С. 195.  
 [2] Turner J. et al. // Phys. Rev. 1973. B8. P. 4053. [3] Saleem M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. 57. P. 2633. [4] Arnold R. J. et al. // Ibid. P. 174. [5] Lepage G. P., Brodsky S. J. // Phys. Lett. 1979. B87. P. 359. [6] Samuel S., Moriarty K. J. M. Preprint CERN-TH.4396/86. 1986. [7] Горячев Б. И., Линькова Н. В. // Ядерная физика. 1989. 49. С. 1046. [8] Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. М., 1975. [9] Горячев Б. И., Линькова Н. В. // Ядерная физика. 1991. 54. С. 1663.

Поступила в редакцию  
11.02.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

## РАДИОФИЗИКА

УДК 535.4:621.396:677.71.001.24

### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ТЕХНИКИ

#### ЧАСТЬ 2. ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ. ГЕНЕРАТОРЫ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. П. Шестопалов \*)

Подводятся итоги теоретических и экспериментальных исследований дифракционных решеток, элементов открытых волноводных систем и генераторов дифракционного излучения. Приводятся электродинамические характеристики базовых устройств и приборов, созданных на их основе.

#### § 1. Дифракционные решетки

Современная теория дифракционных решеток (ДР), обобщенная в [1], посвящена изучению спектров решеток как открытых периодиче-

\*) Институт радиофизики и электроники АН Украины, г. Харьков.