

С 324

27/III-63

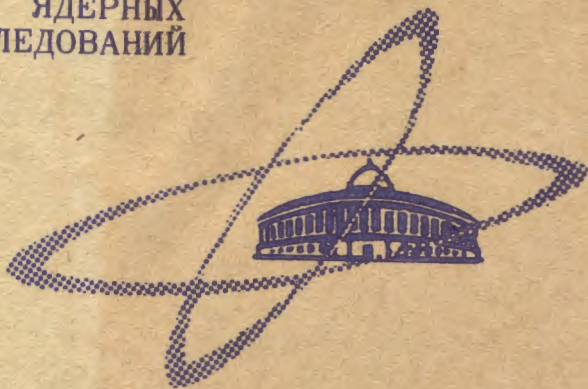
Б-247

ДФ, 1969, 10, №5, с. 1030-1033

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 4532



Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко

УЧЕТ

ВОЗМОЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ
ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВOK
К πe -РАССЕЯНИЮ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

Р4 - 4532

Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко

УЧЕТ
ВОЗМОЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ
ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВОК
К *п* е -РАССЕЯНИЮ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

7923/1 пр.

1. В работах ^{/1,2,3/} вычислены радиационные поправки к μ_e -рассеянию для экспериментов, в которых измеряются два "упругих" параметра, связанные законами сохранения энергии и импульса.

Однако для отделения фоновых процессов желательно измерять большее число параметров. В настоящей работе вычислены радиационные поправки для случая регистрации энергий конечных частиц и угла вылета мезона отдачи. Указаны условия, при которых дополнительное измерение угла электрона отдачи и проверка компланарности импульсов не приводят к новым ограничениям на фазовый объем ненаблюдаемых тормозных фотонов, дающих вклад в радиационные поправки.

Упругая часть радиационных поправок не зависит от экспериментальных условий и совпадает с соответствующим результатом работы ^{/1/}.

Всюду ниже нами используются обозначения работ ^{/2,3/}.

2. В случае регистрации мезона отдачи фазовый объем ненаблюдаемых фотонов с учётом кинематических и экспериментальных ограничений есть эллипсоид (см. формулу (8) и рис. 1 работы ^{/3/}). Если дополнительно измеряется энергия электрона отдачи, то из закона сохранения

$$\tilde{\epsilon}'_{e\ell} + E'_{e\ell} = E + m \quad (1)$$

следует, что максимальная энергия ненаблюдаемых фотонов ограничена величиной

$$\omega_0 = \Delta_m \tilde{\epsilon}' + \Delta_m E' \quad (2)$$

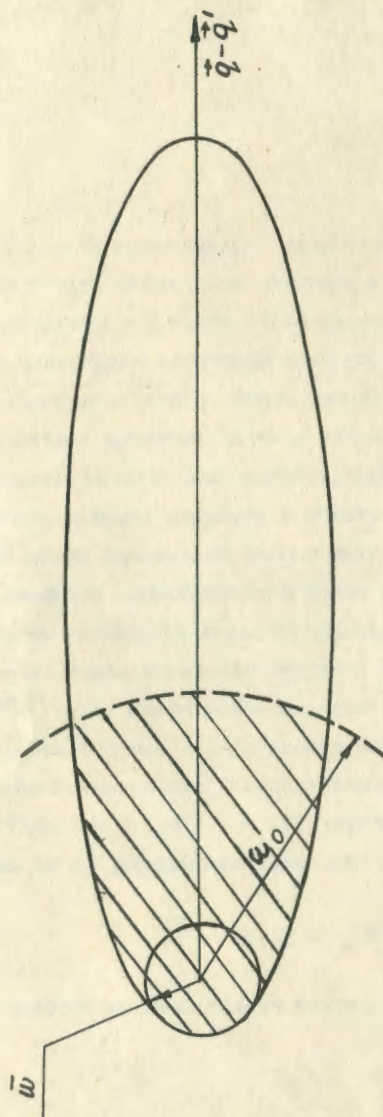


Рис. 1.

На рис. 1 заштрихованная область соответствует фазовому объему ненаблюдаемых тормозных фотонов.

Здесь мы приводим результаты вычислений по формуле (34) работы /3/ вклада "жестких" фотонов δ_{hard} .

Так как в данном случае не выполняется условие

$$\Delta_{\theta} E' \gg \omega_0 \quad (3)$$

(см. формулу (35) работы /3/), то расчёты значительно усложняются.

Окончательный результат имеет вид:

$$\delta_{\text{hard}}^{\circ} = (2 \ln \frac{2\mathcal{E}'_{\text{el}} l}{m} - 1) \ln \frac{\omega_0}{\omega} - \frac{1}{2} \ln^2 \frac{\omega_0}{\omega} - 1; \quad (4)$$

$$\delta_{\text{hard}}^{\pi} = \ln \frac{\omega_0}{\omega} \left(\frac{1+a'^2}{a'} \ln \frac{mE(a'+1) + \mu^2}{mE'_{\text{el}}(a'-1) + \mu^2} - 1 \right) + \frac{1}{2} \left(\ln \frac{m^2 E^2 \omega_0 + r r_m + mE D_q}{4E^2 \mathcal{E}'_{\text{el}} r_m} + \ln \frac{m^2 E'^2_{\text{el}} \omega_0 + r r_m + mE'_{\text{el}} D_q}{4E'^2_{\text{el}} \mathcal{E}'_{\text{el}} r_m} \right); \quad (5)$$

$$+ \ln \frac{E'^2_{\text{el}} r_m + r \omega_0 + E'_{\text{el}} D_q}{\omega_0 \mu^2 \mathcal{E}'_{\text{el}}} + \ln \frac{E^2 r_m + r \omega_0 + E D_q}{\omega_0 \mu^2 \mathcal{E}_{\text{el}}},$$

$$r = \mu^2 \mathcal{E}'_{\text{el}} - mEE'_{\text{el}}, \quad D_q^2 = (mE'_{\text{el}} \omega_0)^2 + 2\omega_0 r_m r + (E r_m)^2,$$

$$D_q'^2 = (mE \omega_0)^2 + 2\omega_0 r_m r + (E'_{\text{el}} r_m)^2;$$

$$\delta_{\text{hard}}^{\circ \pi} = 4 \ln \frac{E'_{\text{el}}}{E} \ln \frac{\omega_0}{\omega} + 2 \ln \frac{E'_{\text{el}}}{E} \ln \left(r_m \left(\frac{\mu}{m \omega_0} \right)^2 \right) - \quad (6)$$

$$- I(x_m, \frac{\omega_0}{(\mu E'_{\text{el}})^2}, C_1, \alpha_1) + I(x_m, \frac{\omega_0}{(\mu E)^2}, C_2, \alpha_1) -$$

$$- I(1/x_m, \frac{1}{\omega_0} \left(\frac{\mu}{mE'_{\text{el}}} \right)^2, \frac{1}{C_2}, \alpha_2) + I(1/x_m, \frac{1}{\omega_0} \left(\frac{\mu}{mE} \right)^2, \frac{1}{C_1}, \alpha_2).$$

Здесь

$$C_1 = \left(\frac{\omega_0 m E}{\mu^2 E_0 \ell} \right)^2, \quad C_2 = \left(\frac{\omega_0 m E_0 \ell}{\mu^2 E} \right)^2, \quad x_m = r_m / \mu^2,$$

а

$$I(y, b, c, a) = \ln y \ln(y + b_1 + \sqrt{y^2 + 2b_1 y + C}) - \\ - \frac{1}{2} \ln \frac{\Delta}{(1+a)(1+\beta)} \ln \frac{1+\beta}{1+a} - \frac{1}{2} \ln \frac{\Delta}{(1-a)(1-\beta)} \ln \frac{1-a}{1-\beta} + \\ + \Phi\left(\frac{1+\beta}{1-t}\right) + \Phi\left(\frac{(1+\beta)t}{1+t}\right) - \Phi\left(\frac{1-\beta}{1+t}\right) - \Phi\left(\frac{(1-\beta)t}{t-1}\right) - \Phi\left(\frac{1+\beta}{2}\right) + \Phi\left(\frac{1-\beta}{2}\right),$$

где

$$b_1 = br, \quad \Delta = C - b_1^2, \quad t = \frac{m E E_0 \ell - \mu (\bar{\epsilon}_0 \ell T_0^{ol} / (4m))^{1/2}}{r},$$

$$\alpha_1 = 1/r, \quad \alpha_2 = 1 - m^2 \omega_0 \frac{\Delta^{1/2}}{2 \bar{\epsilon}_0 \ell},$$

$$\beta = \frac{|y + b_1|}{\sqrt{(y + b_1)^2 + \Delta} + \sqrt{\Delta}}.$$

Громоздкие формулы (4), (5), (6) при $\omega_0 \ll \Delta \bar{\epsilon}_0$ переходят в компактные выражения (36), (37), (38) работы/3/.

3. На рис. 2 заштрихованная область соответствует фазовому объему ненаблюдаемых фотонов в случае регистрации углов и энергий обеих частиц отдачи.

Как видно, фазовый объем является общей частью заштрихованной области рис. 1 и эллипса с осью $\vec{q} - \vec{p}'$, определяемого формулой (9) работы/2/.

Отметим, что в данном случае вклад "мягких" фотонов ($\omega \leq \bar{\omega} \ll m$) целиком определяется значением $\bar{\omega}$ для случая регистрации мезона отдачи (см. формулу (11) работы/33/). Причина состоит в том, что в рас-

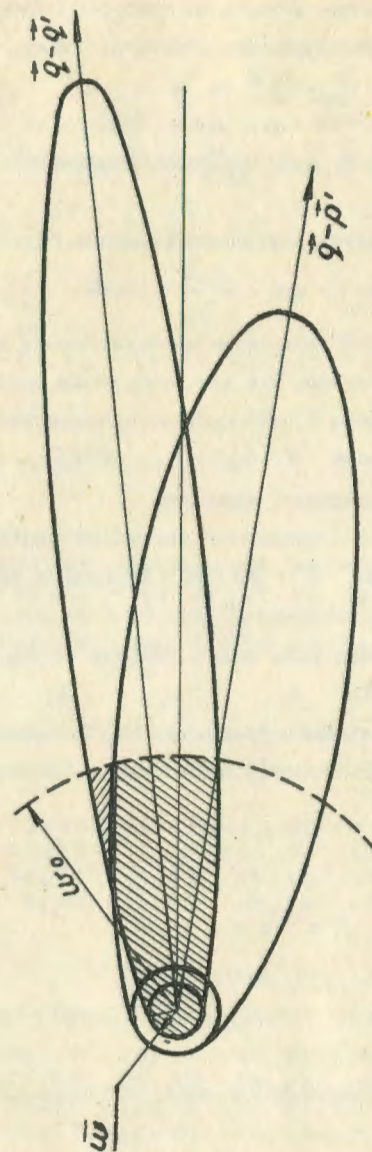


рис. 2

смаатриваемой области изменения энергии пучка и переданного электрону импульса это значение всегда меньше соответствующего предела, рассчитанного для случая детектирования электрона отдачи (формула (34) работы [2]).

Вклад "жестких" фотонов определяется формулами (4), (5), (6), если заштрихованная область рис. 1 целиком содержится внутри эллипса с осью $\vec{q}-\vec{p}'$.

Это условие выполняется для энергий мезона отдачи в интервале $E'_{\min} < E'_{el} < \bar{E} = \frac{\mu^2 E}{mE + \mu^2}$ и при $\frac{\Delta_m \bar{E}'}{\bar{E}'_{el}} \leq 2,5\%$.

Учет некомпланарности импульсов не накладывает дополнительных экспериментальных ограничений, так как поперечная составляющая импульса фотона не может привести к угловому отклонению осей эллипсов $\vec{q}-\vec{q}'$ и $\vec{q}-\vec{p}'$ от осей $\vec{q}-\vec{q}'_{el}$ и $\vec{q}-\vec{p}'_{el}$, превышающему погрешность $\Delta\theta$ измерительных приборов.

В прилагаемой таблице приводятся численные значения радиационных поправок при энергии пучка $E = 50$ Гэв в интервале энергий электрона отдачи $30 \text{ Гэв} \leq E'_{el} \leq 35 \text{ Гэв}$.

Погрешность измерения угла вылета мезона отдачи варьировалась в пределах $0,05 + 0,2$ мрад.

В заключение мы выражаем благодарность С.М.Биленькому, Б.А.Кулакову, Э.Н.Цыганову, Б.Ничипоруку за полезные обсуждения затронутых здесь вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. J. Kahane. Phys. Rev., 135, B975 (1964).
2. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко. Препринт ОИЯИ P2-4177, Дубна, 1968.
3. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко. Препринт ОИЯИ P2-4178, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июня 1969 года.

$$E = 50 \text{ Гэв}$$

$$\Delta_m \bar{E}' / \bar{E}'_{el} = 2.5 \%$$

E'_{el} Гэв	15	16	17	18	19	20
$\Delta\theta$ (0.1 mrad)						
$\pi^- e$	0,5 -12,73	-12,46	-12,35	-12,29	-12,26	-12,25
	1,0 -11,60	-11,31	-11,17	-11,10	-11,05	-11,01
	1,5 -10,94	-10,62	-10,47	-10,38	-10,32	-10,27
	2,0 -10,45	-10,12	-9,96	-9,85	-9,78	-9,75
$\frac{\Delta}{\bar{E}} \delta (\%)$						
$\pi^+ e$	0,5 -22,35	-20,94	-19,98	-19,22	-18,58	-18,02
	1,0 -20,03	-18,73	-17,85	-17,15	-16,57	-16,06
	1,5 -18,76	-17,52	-16,69	-16,03	-15,48	-15,00
	2,0 -17,89	-16,70	-15,90	-15,27	-14,74	-14,28
	15	16	17	18	19	20
$\pi^- e$	0,5 -11,95	-11,66	-11,53	-11,46	-11,42	-11,39
	1,0 -10,83	-10,52	-10,36	-10,27	-10,21	-10,16
	1,5 -10,17	-9,83	-9,65	-9,55	-9,47	-9,41
	2,0 -9,68	-9,33	-9,14	-9,02	-8,94	-8,87
$\frac{\Delta}{\bar{E}} \delta (\%)$						
$\pi^+ e$	0,5 -23,57	-22,17	-21,22	-20,47	-19,83	-19,27
	1,0 -21,25	-19,97	-19,09	-18,40	-17,82	-17,31
	1,5 -19,98	-18,76	-17,93	-17,28	-16,73	-16,25
	2,0 -19,11	-17,94	-17,15	-16,52	-16,00	-15,53