Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.534-537 *5 мая 1969 г.*

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯДОВ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В.Б.Семикоз

В последнее время большое внимание уделяется сообщениям Фаулера о детектировании в космических лучах ядер с зарядом $Z = 92 \pm 4$ [1], а также по последним данным $Z = 92$, 104, 108. Автор полагал, что его точность определения величины $Z \sim 2\%$.

В настоящей работе приводится уточнение теоретических формул, используемых при определении заряда релятивистских тяжелых ядер.

Как известно, в случае электромагнитных взаимодействий для ядер легких и средних элементов, движущихся не с очень малой скоростью, с достаточной степенью точности можно ограничиться борновским приближением. В этом приближении плотность почернения в фотоэмульсии, ионизационные потери в камере с разреженным газом, потери на излучение Вавилова – Черенкова пропорциональны Z^2. Однако для ядер, заряд которых удовлетворяет условию $Z/137\beta \sim 1$, необходим учет следующих членов ряда теории возмущений. Здесь β – скорость налетающего ядра.

Как показывают приводимые ниже оценки, уже во втором борновском приближении вычисленная поправка превышает указанные экспериментальные погрешности результатов Фаулера.

Ранее уже сталкивались с необходомостью учета высших порядков теории возмущений при анализе [2,3] экспериментальных данных по электромагнитной структуре тяжелых ядер (опыты Хофштадтера на ускорителях). Во втором приближении теории возмущений сечение рассеяния электронов кулоновским полем тяжелого ядра было получено в аналитическом виде [2,4].

Очевидно, что в случае образования δ-электронов тяжелым ядром мы имеем обратную кинематическую задачу. Если воспользоваться результатом Фешбаха [2] и Далитца [4], то с помощью простого кинематического пересчета из системы центра инерции сталкивающихся частиц в систему покоя электронов эмульсии и элементарным интегрированием дифференциального сечения получим формулу для числа δ-электронов на 1 *см* следа тяжелой частицы с точностью до членов порядка $(Za)^3$.

$$N_\delta = 2\pi N r_0^2\, mc^2 (Z^2/\beta^2)\{\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} - \frac{1-\beta^2}{2m}\ln\frac{T_{max}}{T_{min}} +$$

$$+\pi Z a[2\sqrt{1-\beta^2}(\frac{1}{\sqrt{2mT_{min}}} - \frac{1}{\sqrt{2mT_{max}}}) - \frac{1-\beta^2}{2m\beta}\ln\frac{T_{max}}{T_{min}}]\}, \quad (1)$$

где N – число электронов в 1 *см*^{3} эмульсии; m – масса, r_0 – классический радиус электрона; $T_{min(max)}$ – минимальная (максимальная) регистрируемая энергия δ-электрона.

Мы полагаем T_{min} = 50 *кэв*, T_{max} = 150 *кэв*. Отметим, что пробег δ-электронов с энергией 50 *кэв*, равен $R_{min} \cong$ 10 *мк* для эмульсии с плотностью $\rho = 4$ *г/см*^{3}. Пробег R_{min} соответствует тому минимальному расстоянию от "ствола" трека тяжелой частицы, на котором начинают производить фотометрирование вызванного частицей почернения ($\approx$ 10 *мк* в опытах Фаулера).

Так как плотность проявленных зерен серебра пропорциональна ионизации или числу δ-электронов [5], то поправка на второе приближение имеет одинаковый вид как в случае подсчета числа δ-электронов или зерен в эмульсии, так и для фотометрического метода.

Поправка целиком определяется выражением в квадратных скобках формулы (1) и равна

$$\Delta = \frac{N_\delta - N_\delta^1}{N_\delta}, \quad (2)$$

где N_δ^1 – число δ-электронов в борновском приближении.

Величина Δ не зависит от общего множителя $(\beta^2)^{-1}$ влияние которого существенно при неточном определении скорости частицы.

В опытах Фаулера [1] второе приближение теории возмущений не учитывалось, так как неизвестный заряд определялся с помощью сравнения почернений, вызываемых релятивистским ядром железа (D_{Fe}) и неизвестной тяжелой частицей (D_x), по формуле

$$Z_x = 26\sqrt{\frac{D_x}{D_{Fe}}}. \tag{3}$$

Здесь предполагается, что частицы имеют одинаковую большую скорость ($\beta \sim 1$), когда почернение не зависит от скорости и меняется пропорционально $\sim Z^2$.

Для ядра железа ($Z = 26$) вводимая поправка приблизительно меньше, чем для ядра Te ($Z = 52$) (см. таблицу), т.е. для железа действительно можно ограничиться первым борновским приближением. Для остальных ядер заряд должен быть уменьшен по формуле

$$Z = Z^{(1)}(1 - \Delta/2), \tag{4}$$

где $Z^{(1)}$ – заряд, определенный по формулам борновского приближения.

Поправка особенно велика для высоких геомагнитных широт, где сказывается влияние малой скорости β, входящей в кулоновский параметр $Z\alpha/\beta$. Однако, в этом случае потребуется учет всех последующих членов ряда теории возмущений, либо численные расчеты с помощью фазового анализа [3].

Численные результаты приведены в таблице.

β	Te ($Z = 52$)		U ($Z = 92$)		$Z = 114$	
	Δ %	$\lvert\Delta Z\rvert$	Δ %	$\lvert\Delta Z\rvert$	Δ %	$\lvert\Delta Z\rvert$
0,85	12,5	>3	20,1	>9	23,3	>13
0,92	10,4	>2	17	~7	20	~11
0,95	8,7	>2	14,4	>6	17,3	~10
0,99	4,2	>1	7,2	>3	8,8	~5

где $|\Delta Z| = |Z^{(1)} - Z|$.

Нетрудно также оценить вклад второго борновского приближения в ионизационные потери при прохождении тяжелой частицы через камеру с разреженным газом. В этом приближении расчеты проводились без учета связанных состояний электронов в атомах газа-мишени, причем численные результаты примерно соответствуют числам, указанным в приводимой таблице. Нам кажется, что в методе черенковских счетчиков также необходимо учесть излучение тяжелым ядром двух фотонов (второе борновское приближение).

В заключение автор выражает благодарность И.Л.Розенталю и Г.Н. Флерову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
24 марта 1969 г.

Литература

[1] P.H.Fowler, R.A.Adams, V.G.Cowen, I.M.Kidd. Proc. Roy. Soc., A301, 39, 1967.

[2] W.McKinley, H.Feshbach. Phys. Rev., 74, 1759, 1948.

[3] D.R.Yennie, D.G.Ravenhall, R.N.Wilson. Phys. Rev., 95, 500, 1954.

[4] R.H.Dalitz. Proc. Roy. Soc., A206, 509, 1951.

[5] С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. М., ИИЛ, 1962.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.537-542 *5 мая 1969 г.*

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ НИЖНЯЯ ГРАНИЦА ДЛЯ ФАЗЫ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ В t-ПЛОСКОСТИ

А.Н.Твердохлебов

Получено следующее, асимптотическое по вещественным $s \to \infty$, свойство фазы амплитуды рассеяния $A(t, s)$: для любого однозначного, быть может разрывного, определения аргумента $\phi(t, s) = \arg\{A(t, s)\}$ в t-плоскости при вещественных s максимум $a(s) =$