

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. С. Замиралов, Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев

(НИИЯФ)

Исследована возможность экспериментального наблюдения несохранения четности в процессах упругого рассеяния поляризованных электронов ядрами в области энергий $E < 1$ ГэВ. Показано, что на ускорителях электронов можно наблюдать асимметрию упругого рассеяния поляризованных электронов.

Создание теории электрослабых взаимодействий [1, 2] относится к числу наиболее крупных достижений физики последних десятилетий. Модель Вайнберга—Салама электрослабых взаимодействий получила убедительные экспериментальные подтверждения [3, 4]. Одним из перспективных направлений является исследование электрослабых процессов в реакциях с лептонами, где они проявляются наиболее ярко [5, 6]. Значительные возможности в этой области открылись после запуска ускорителей электронов непрерывного действия. Большие величины токов и непрерывный характер пучка могут позволить исследовать процессы, недоступные для наблюдений на импульсных ускорителях. К их числу относятся эффекты несохранения четности в электрослабых взаимодействиях электронов.

В настоящей работе изучается возможность наблюдения несохранения четности в рассеянии поляризованных электронов в области энергий $E < 1$ ГэВ. Несохранение четности проявляется в возникновении асимметрии рассеяния $A(E, \theta)$, определяемой следующим образом:

$$A(E, \theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_R}(E, \theta) - \frac{d\sigma}{d\Omega_L}(E, \theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_R}(E, \theta) + \frac{d\sigma}{d\Omega_L}(E, \theta)} = \frac{N_R(E, \theta) - N_L(E, \theta)}{N_R(E, \theta) + N_L(E, \theta)}, \quad (1)$$

где E, θ — энергия падающего электрона и угол рассеяния, $\frac{d\sigma}{d\Omega_{L,R}}(E, \theta)$, $N_{L,R}(E, \theta)$ — дифференциальное сечение и число актов рассеяния лево- и правополяризованных электронов. Поляризация электронов представляет собой полярный вектор, поэтому в процессах, сохраняющих четность,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_L}(E, \theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega_R}(E, \theta), \quad N_L(E, \theta) = N_R(E, \theta)$$

и $A(E, \theta) = 0$.

Наблюдение отличной от нуля асимметрии $A(E, \theta)$ свидетельствует о вкладе слабых взаимодействий в рассеяние электронов. Измерения асимметрии рассеяния поляризованных электронов в области промежуточных энергий позволяют получить информацию о пространственно-временной структуре нейтральных слабых токов лептонов и адронов на расстояниях порядка радиуса нуклона, определить фундаментальные константы моделей, например угол Вайнберга.

Ограничимся анализом упругого рассеяния, так как этот процесс основной в рассеянии электронов с энергией $E < 1$ ГэВ. Расчет асимметрии упругого рассеяния поляризованных электронов $A(E, \theta)$ в модели Вайнберга—Салама в первом борновском приближении приводит к соотношению [7]

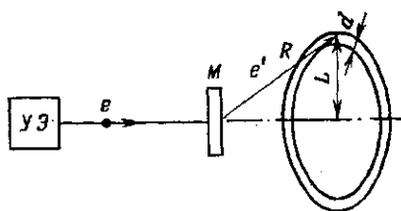
$$A(E, \theta) = - \frac{\sqrt{2} G_F E^2 F_p(q) (Z F_p^*(q) (1/2 - 2 \sin \theta_w) - (1/2) F_n^*(q) N)}{\alpha \cdot Z |F_p(q)|^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2)$$

где G_F — константа Ферми, α — постоянная тонкой структуры, θ_w — угол Вайнберга, Z, N — числа протонов и нейтронов, $F_p(q)$ и $F_n(q)$ — формфакторы, определяемые распределением протонов и нейтронов в ядре.

Блок-схема предлагаемой экспериментальной установки по измерению асимметрии в упругом рассеянии поляризованных электронов приведена на рис. 1.

Пучок поляризованных электронов e , формируемый ускорителем (УЭ), облучает исследуемую мишень M . Рассеянные электроны e' регистрируются собранной в кольцо системой детекторов с характерным поперечным размером $d \sim 1$ см, расположенной на расстоянии R от мишени и на расстоянии L от оси прямого пучка. Максимальный телесный угол, вырезаемый детекторами, определяется из условия $L > 4$ см, где L — расстояние между детектором и прямым пучком. В соответствии с этим требованием для измерений при углах рассеяния $\theta < 30^\circ$ детекторы должны располагаться на расстоянии $R > 30$ см от мишени, а при $\theta > 30^\circ$ — на расстоянии $R > 20$ см. Достигаемые величины телесных углов $\Delta\Omega$ составляют $5 \cdot 10^{-3}$ ср при $10^\circ \leq \theta < 30^\circ$ и $2 \cdot 10^{-2}$ ср при $\theta \geq 30^\circ$.

Рис. 1. Блок-схема предлагаемой экспериментальной установки для измерения асимметрии рассеяния поляризованных электронов



В соответствии с этим требованием для измерений при углах рассеяния $\theta < 30^\circ$ детекторы должны располагаться на расстоянии $R > 30$ см от мишени, а при $\theta > 30^\circ$ — на расстоянии $R > 20$ см. Достигаемые величины телесных углов $\Delta\Omega$ составляют $5 \cdot 10^{-3}$ ср при $10^\circ \leq \theta < 30^\circ$ и $2 \cdot 10^{-2}$ ср при $\theta \geq 30^\circ$.

Возможность проведения эксперимента определяется требованием набора статистики N_Σ , достаточной для измерения асимметрии $A(E, \theta)$ с 10%-й точностью. Подобная точность достигается при следующем соотношении между величинами N_Σ и $A(E, \theta)$:

$$N_\Sigma = (10/A(E, \theta))^2. \quad (3)$$

Асимметрия $A(E, \theta)$ вычисляется согласно (2) в предположении одинакового распределения протонов и нейтронов в ядре, т. е.

$$F_p(q) \approx F_n(q). \quad (4)$$

Минимальный средний ток ускорителя I_{\min} , необходимый для набора статистики N_Σ , определяется выражением

$$I_{\min} (\text{мкА}) = 1,6 \cdot 10^{-13} N_\Sigma \left[T_0 n l \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \right]^{-1}, \quad (5)$$

где T_0 — время набора статистики; n — концентрация ядер мишени [число ядер/см³]; l — толщина мишени [см]; $d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов [см²/ср]; $\Delta\Omega$ — телесный угол, вырезаемый детектором [ср]; $1,6 \cdot 10^{-13}$ — коэффициент, переводящий величину тока, выраженную в числе электронов, пересекающих поверхность мишени за секунду, в микроамперы.

Толщина мишени определяется исходя из следующих требований. Для обеспечения максимальной скорости набора статистики необходимо увеличить толщину мишени. Однако по мере утолщения мишени возрастают и потери энергии электронов при прохождении через мишень, что приводит к ухудшению энергетического разрешения при измерениях спектров рассеянных электронов. Толщина мишени ограничивается необходимостью разделения упругих и неупругих процессов в рассеянии электронов. Для разделения этих процессов необходимо, чтобы величина потеря энергии электронами при прохождении через мишень не превышала энергии возбуждения первого возбужденного состояния исследуемого ядра.

Проанализирована возможность проведения эксперимента на примере мишеней ^{52}Cr и ^{90}Zr . Дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов для этих ядер вычисляются из экспериментальных данных по упругим формфакторам [8, 9]. При $q < q_{\min}$ и $q > q_{\max}$, где q_{\min} и q_{\max} — минимальные и максимальные значения переданных импульсов, для которых имеются экспериментальные данные, используются соответственно нижняя и верхняя оценки дифференциальных сечений. Нижняя (верхняя) оценка есть результат расчета дифференциальных сечений с величинами $F(q) = F(q_{\min(\max)})$.

Энергии первых возбужденных состояний ^{52}Cr и ^{90}Zr составляют 2,43 и 1,25 МэВ соответственно. Толщины мишеней определялись из условия потерь энергии электронами ~ 1 МэВ.

Время измерения выбрано равным ~ 750 ч. Необходимые для наблюдения асимметрии минимальные токи пучка I_{\min} вычислены в области энергий E от 10 до 1000 МэВ и в интервале углов рассеяния θ от 10 до 60° . Расчет выполнен для двух указанных выше значений телесного угла $\Delta\Omega$ с шагом по энергии 5 МэВ и 5° по углу θ . Расчет по-

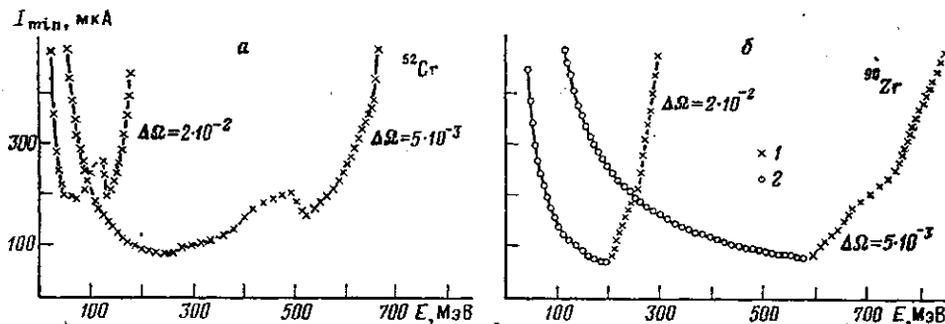


Рис. 2. Результаты расчета тока I_{\min} в зависимости от энергии пучка электронов. Расчет выполнен с формфакторами $F(q)$ из [8, 9] — 1 и $F(q) = F(q_{\min})$ (см. текст) — 2

казывает, что с ростом угла рассеяния θ происходит быстрое возрастание тока I_{\min} , связанное с уменьшением дифференциального сечения упругого рассеяния электронов. Для обеспечения максимальной скорости набора статистики измерения необходимо проводить при минимально доступном угле рассеяния θ .

На рис. 2 приведены результаты расчета тока I_{\min} для мишеней ^{52}Cr и ^{90}Zr . Кривая для значения $\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-3}$ ср соответствует минимальному углу рассеяния $\theta = 10^\circ$, а кривая для $\Delta\Omega = 2 \cdot 10^{-2}$ ср — углу $\theta = 30^\circ$. Значение $\theta = 30^\circ$ соответствует минимальному доступному углу измерений для $\Delta\Omega = 2 \cdot 10^{-2}$ ср. Минимальная величина тока I_{\min} , необходимая для наблюдения асимметрии в рассеянии электронов, опреде-

ляется конкуренцией двух факторов. Увеличение асимметрии $A(E, \theta)$ с ростом энергии E ведет к уменьшению тока I_{\min} . С другой стороны, с увеличением энергии происходит уменьшение сечения упругого рассеяния электронов и толщины мишени, обеспечивающей приемлемую величину потерь при торможении рассеянных электронов. Эти факторы вызывают увеличение тока I_{\min} .

Для измерения асимметрии в упругом рассеянии электронов оптимальны следующие энергии пучка: ~ 200 – 300 МэВ для ^{52}Cr и ~ 200 и 500 – 600 МэВ для ^{90}Zr . При этих энергиях ток пучка $I_{\min} \approx \approx 80$ мкА достаточен для наблюдения асимметрии за счет слабого взаимодействия. Загрузка регистрирующей установки не превышает $\sim 10^8$ част./с при $E \sim 500$ – 600 МэВ и $\sim 10^{10}$ част./с при $E \sim 200$ – 300 МэВ. Измерения при подобных загрузках возможны для установок, использующих детекторы, описанные в работе [10].

Таким образом, время ~ 750 часов работы ускорителя электронов непрерывного действия со средним током пучка ~ 100 мкА должно оказаться достаточным для наблюдения асимметрии в упругом рассеянии поляризованных электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 1967. 19. P. 1264. [2] Salam A. // Elementary particle theory / Ed. Svartholm. Stockholm, 1968. P. 367. [3] Arnisson G. et al. // Phys. Lett. 1983. 122B. P. 103. [4] Goggi G. // Riv. del Nuovo Cim. 1984. 7, N 4. [5] Prescott C. Y. et al. // Phys. Lett. 1978. 77B, N 3. P. 347. [6] Prescott C. Y. et al. // Phys. Lett. 1979. 84B, N 4. P. 524. [7] Porrmann M. // Nucl. Phys. 1981. A360, N 2. P. 251. [8] Lightbody J. W. et al. // Phys. Rev. 1983. C27, N 1. P. 113. [9] Fajardo L. A. et al. // Phys. Lett. 1971. 37B, N 4. P. 363. [10] Ronald S. W. et al. // IEEE. 1986. NS-33, N 1. P. 250; Tailor R. C. et al. // ibid. P. 243.

Поступила в редакцию
11.05.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

УДК 537.591

ИЗУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИСЗ АППАРАТУРОЙ «СОКОЛ»

Н. Л. Григоров, И. П. Иваненко, И. Д. Рапопорт, В. Я. Шестоперов, Ю. В. Басина, П. В. Вакулов, Р. М. Гольнская, Ю. П. Гордеев, Л. Б. Григорьева, Д. А. Журавлев, И. П. Кумпан, Л. Г. Мищенко, Л. П. Папина, В. В. Платонов, Д. М. Подорожный, Г. А. Самсонов, Л. Г. Смоленский, В. А. Собиняков, В. К. Соколов, Ю. В. Тригубов, И. М. Фатеева, А. Н. Федоров, Л. А. Хейн, Л. О. Чикова, В. Я. Ширяева, Б. М. Яковлев, И. В. Яшин

(НИИЯФ)

Описаны особенности конструкции, работы аппаратуры и методики отбора событий для построения энергетических и зарядовых распределений.

Аппаратура «Сокол» предназначена для изучения зарядового и энергетического состава первичного космического излучения (ПКИ) при энергиях $1 \leq E \leq 10^2$ ТэВ и зарядах $1 \leq Z \leq 26$. Было проведено два эксперимента — в 1984 г. на ИСЗ «Космос-1543» с прибором «Сокол-1» и в 1985–1986 гг. на ИСЗ «Космос-1713» с усовершенствованным прибором «Сокол-2». Вес научной аппаратуры — 2500 кг, конструкция и габариты аппаратуры схематически изображены на рис. 1. Орбита спутников находилась на высоте около 300 км, длительность полета