сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-85-18

И.М.Матора

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ОБНАРУЖЕНИЮ ВОЗМОЖНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АСИММЕТРИИ ЭЛЕКТРОНА

1985

В основе всех измерений среднеквадратического радиуса зарядового распределения в электроне [1] лежит предположение о сферической симметрии распределения заряда в нем.

Однако не менее вероятна более общая осевая симметрия этого распределения. В пользу этого предположения говорят следующие аргументы.

Электрон обладает механическим и уникально большим магнитным моментами, направленными навстречу друг другу. Между тем доказано /см., например, [2] /, что даже в не имеющем заряда нейтроне магнитный момент обусловлен электрическими токами. Это дает основание заключить, что в электроне магнитный момент также порожден электрическим током. Но тогда в нем должен существовать ориентированный перпендикулярно токовому контуру квантованный магнитный поток. Учет этого обстоятельства привел к аксиально-симметричной самосогласованной кольцевой модели электрона [3], в которой все параметры "покоящегося" электрона - масса, оказавшаяся полностью электромагнитной, заряд, спин, магнитный и аномальный магнитный моменты и гиромагнитное отношение находятся в полном количественном согласии с экспериментальными данными, если магнитный поток в электроне-кольце приравнен одному кванту магнитного потока $\phi_0 = \pi \hbar c/e$.

Приняв предположение об осевой симметрии частицы, вычислим зарядовый формфактор гипотетического электрона, в котором заряд может быть распределен как в односвязном, так и в многосвязном, например, кольцевом объеме или на поверхности любой осесимметричной фигуры.

В нерелятивистском случае формфактор имеет определение

$$\mathcal{F}(q^2) = \int e^{-i(\vec{q}\cdot\vec{r})} \rho(\vec{r})\,d\vec{r} \qquad /1/$$

/ $\vec{q}$ - вектор переданного импульса/.

Существенной особенностью определения /1/ является существование центра симметрии зарядового распределения в начале системы координат. Во всех рассматриваемых ниже случаях эта четность $\rho(\vec{r}) = \rho(-\vec{r})$ также предполагается.

Тождественные преобразования /1/ дают

$$\begin{aligned}\mathcal{F}(q^2) &= \int \{ 1 + i(\vec{q}\cdot\vec{r}) - \frac{(\vec{q}\cdot\vec{r})^2}{2} - i\frac{(\vec{q}\cdot\vec{r})^3}{6} + \frac{(\vec{q}\cdot\vec{r})^4}{24} + \dots \} \rho(\vec{r})\,d\vec{r} = \\ &= -e + \int \{ iq\cdot r_q - \frac{q^2}{2} r_q^2 - i\frac{q^3}{6} r_q^3 + \frac{q^4}{24} r_q^4 + \dots \} \rho(\vec{r})\,d\vec{r} = \qquad /2/ \\ &= -e\left[1 - \frac{q^2}{2} \langle r_q^2 \rangle + \frac{q^4}{24} \langle r_q^4 \rangle - \dots \right];\end{aligned}$$

$$\langle r_q^{2n}\rangle = -\frac{1}{e}\int r_q^{2n}\rho(\vec r)\,d\vec r, \qquad /3/$$

где r_q – проекция радиуса-вектора $\vec r$ на направление вектора переданного импульса $\vec q$. Вследствие четности $\rho(\vec r)$ все интегралы вида $\int r_q^{2n+1}\rho(\vec r)\,d\vec r$ /n - целое/ равны нулю.

Подчеркнем, что только в исключительном случае заранее предположенного сферически-симметричного зарядового распределения $\rho(\vec r)=\rho(r)$ из общего выражения формфактора /2/ и /3/ вытекает известная формула для среднеквадратического радиуса зарядового распределения $\langle r^2\rangle$

$$\langle r_q^2\rangle = \frac{1}{3}\langle r^2\rangle = -\frac{1}{3e}\int r^2\rho(r)\,d^3r\,. \qquad /4/$$

Действительно, направив ось $\theta = 0$ сферической системы координат вдоль вектора $\vec q$, имеем $r_q = r\cos\theta$; $d\vec r = 2\pi r^2\sin\theta\,dr\,d\theta$, подстановка которых в /3/ дает $(n=1)$

$$\langle r_q^2\rangle = -\frac{1}{e}\int r_q^2\rho(\vec r)\,d\vec r = -\frac{2\pi}{e}\int_0^\infty r^2\rho(r)\,dr\int_0^\pi\cos^2\theta\sin\theta\,d\theta = -\frac{1}{3e}\int r^2\rho(r)\,d^3r\,,$$

и понятия "среднеквадратическая проекция радиуса-вектора зарядового распределения на направление вектора $\vec q$" и "среднеквадратический радиус зарядового распределения" в сферически-симметричном случае совпадают /точнее - $\langle r_q^2\rangle = 1/3\,\langle r^2\rangle$ /.

Как легко показать, во всех других случаях формфакторный формализм дает информацию только о характерном размере зарядового распределения вдоль вектора переданного импульса $\vec q$, а оба размера, перпендикулярные к $\vec q$, им не отображаются.

Так, для упомянутой модели электрона-кольца [3], в которой заряд равнораспределен по поверхности тора с большим радиусом R и малым радиусом r_0, причем $R \gg r_0$, в случае ориентации экваториальной плоскости кольца нормально к $\vec q$ /спин при этом параллелен или антипараллелен $\vec q$ / оказывается $\langle r_q\rangle = r_0/\sqrt{2}$, тогда как при расположении указанной плоскости вдоль $\vec q$ $\langle r_q\rangle = R/\sqrt{2}$.

Эксперимент с целью обнаружения сферической несимметрии электрона можно осуществить на двух одновременно действующих электронных накопительных кольцах с общей /горизонтальной/ медианной магнитной плоскостью и одной точкой встречи, в которой имеет место касание равновесных траекторий обоих пучков. Регистрация /лучше по схеме совпадений/ обоих упруго рассеянных на фиксированный угол θ электронов отдельно в каждой из взаимно перпендикулярных плоскостей, содержащих вектор начального импульса $\vec p$, одна из которых нормальна к вектору напряженности магнитного поля, а другая ему параллельна, даст возможность решить проблему.

Элементарное рассмотрение кинематики процесса в СЦМ и интегрирование формфакторов /2/ для кольцевой модели, в которой $R = 3{,}87\times10^{-11}$ см $\doteq \lambda_c = 1/m$ [3] / m - масса покоя электрона, γ - релятивистский фактор, соответствующий величине начального импульса $\vec p$ /, приводит к следующим выражениям формфакторов $\mathcal{F}_\perp(q^2)$ - для рассеяния в медианной магнитной плоскости и $\mathcal{F}_{||}(q^2)$ - для рассеяния в плоскости, параллельной вектору напряженности магнитного поля

$$\mathcal{F}_\perp(q^2) = -e\,[\,1-(\gamma^2-1)\sin^2\frac{\theta}{2}+\ldots\,]\,; \qquad /5/$$

$$\mathcal{F}_{||}(q^2) = -e\,[\,1-(\gamma^2-1)\sin^4\frac{\theta}{2}+\ldots\,]\,. \qquad /6/$$

Из выражений /5/ и /6/ следует, что как малые углы рассеяния /малые передачи импульса/, так и $\theta\to\pi$ неприемлемы, т.к. в первом случае рассеяние идет как бы точечным электроном, несмотря на заведомую его протяженность, а во втором - отличие формфакторов от точечных максимально, но в обеих плоскостях они практически одинаковы. Поэтому, а также из конструктивных соображений оптимален угол $\theta = \pi/2$, при котором нелокальные части обоих формфакторов велики, и в то же время их отношение $\kappa = 1/\sin^2(\theta/2) = 2$ также достаточно велико. В этом случае при исходной энергии электронов в обоих пучках 50 кэВ нелокальная часть формфактора /5/ составит более 10% от локальной, и измерения в этой области энергий, где сечения рассеяния велики, обеспечат достаточную статистику.

Процедура получения отклонений в дифференциальных измеренных сечениях от меллеровских отдельно для обеих плоскостей рассеяния не отличается от стандартной процедуры, применяемой при проверке КЭД посредством измерений e^-e^--взаимодействия [1], с.10. В случае обнаружения статистически достоверных различий между отклонениями от меллеровского сечения обоих сечений для вышеупомянутых плоскостей рассеяния факт сферической асимметрии электрона будет доказан.

Следует подчеркнуть, что эксперимент этот не только решит проблему о возможной асимметрии электрона в указанном диапазоне предполагаемых его размеров, но вместе с тем он станет experimentum crucis для самой кольцевой модели. Если отклонения обоих измеряемых дифференциальных сечений от сечений, даваемых формулой Меллера, в указанном диапазоне энергий будут отсутствовать, то кольцевая модель [3] окажется не соответствующей действительности, и, наоборот, - результаты измерений положительные докажут ее правильность.

Использование в эксперименте замагниченных, но не поляризованных пучков электронов, существенно упрощает и измерения, и интерпретацию результатов.

Оценим теперь диапазон энергий, которыми должны обладать электроны в вышеупомянутых накопительных кольцах, чтобы можно было осуществить эксперимент по обнаружению асимметрии электрона в предположении, что он обладает среднеквадратическим радиусом зарядового распределения, предсказываемым КЭД.

Вычислим сначала этот радиус исходя из модифицированного закона Кулона для вакуума с учетом поправок порядка $\alpha = e^2/\hbar c$ /4/.

$$\phi(r) = \frac{-e}{4\pi r}\{1 + \frac{2\alpha}{3\pi}\int_1^\infty e^{-2mr\zeta}(1+\frac{1}{2\zeta^2})\frac{\sqrt{\zeta^2-1}}{\zeta^2}d\zeta\}. \qquad /7/$$

Приравнивая часть заряда, содержащегося, в соответствии с /7/, внутри сферы радиуса r, интегралу от $\rho(r)$ по объему сферы и дифференцируя полученное выражение по r, получим выражение для $\rho(r)$, с помощью которого затем найдем искомый радиус $\langle r\rangle$,

$$\langle r\rangle = [\frac{4m\alpha}{3\pi}\int_0^\infty r^2 dr\int_1^\infty e^{-2mr\zeta}(\frac{1}{\zeta}+\frac{1}{2\zeta^3})\sqrt{\zeta^2-1}\,d\zeta]^{1/2} = \sqrt{\frac{2\alpha}{15\pi}}\lambda_c = 6.8\times10^{-13}\text{см}, \qquad /8/$$

откуда легко заключить, что уже при энергии электронов в 10 МэВ нелокальная часть формфактора в вышеупомянутых кинематических условиях превзойдет 10% от локальной. /Последняя оценка, разумеется, ориентировочная/.

Экспериментальная установка такого масштаба может быть создана в физической лаборатории любого университета.

В заключение приношу искреннюю благодарность Ю.А.Александрову, Г.В.Ефимову, П.С.Исаеву, В.Ж.Игнатовичу, В.Г.Кадышевскому, Л.И.Лапидусу, В.И.Лущикову, С.А.Ракитянскому, А.В.Сермягину и И.М.Франку за ценные дискуссии, критику и помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исаев П.С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. Энергоатомиздат, М., 1984, с.29-48.
2. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. Энергоиздат, М., 1982, с.58.
3. Матора И.М. ОИЯИ, Р4-81-81, Дубна, 1981; Р4-81-774, Дубна, 1981.
4. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. "Наука", М., 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 января 1985 года.

Матора И.М. Р4-85-18

Эксперимент по обнаружению возможной сферической асимметрии электрона

Предложен эксперимент, основанный на свойстве зарядового формфактора элементарных частиц отображать информацию о среднеквадратическом размере зарядового распределения только в направлении вектора переданного импульса, с помощью которого можно измерить характерные размеры электрона как в направлении, перпендикулярном его спину, так и в наклонном, и эти размеры сравнить. Вычислен "наблюдаемый" среднеквадратический радиус зарядового распределения сферически-симметричного электрона КЭД, обусловленный модифицированным законом Кулона для вакуума. Его величина оказалась равной $\langle r\rangle = \sqrt{(2\alpha/15\pi)}\lambda_c = 6{,}8\times10^{-13}$ см. Необходимые энергии электронов для обнаружения асимметрии в случае кольцевой модели /большой радиус кольца $R = 3{,}87\times10^{-11}$ см $\doteq \lambda_c$ / находятся в области 50 кэВ, а для вышеуказанного характерного размера зарядового распределения в электроне КЭД - в окрестности 10 МэВ. Измерения ведутся на двух накопительных кольцах с одной точкой встречи не поляризованных, но находящихся в магнитном поле электронов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Matora I.M. P4-85-18

The Experiment on Discovering a Probable Spherical Asymmetry of Electron

An experiment is proposed for measuring the characteristic electron size normal to the spin and other size which is inclined to the spin. The "observed" mean quadratic power of radius of charge distribution of QED electron-sphere followed by a modified Coulomb law for vacuum is calculated. It turned out to be $\langle r\rangle = \sqrt{(2\alpha/15\pi)}\lambda_c = 6.8\times10^{-13}$ cm. The electron energies needed for measuring the asymmetry in the case of electron-ring model (big radius of the ring $R = 3.87\times10^{-11}$ cm $\doteq \lambda_c$) are about 50 keV, and for electron mean radius of QED - in the vicinity of 10 MeV. The measurements are performed on two storage rings with one meeting point of nonpolarized but being in magnetic field electrons.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985