

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ОБРАЗОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ С НЕРАВНОВЕСНЫМ СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ

О.Д. Безниско, А.С. Белоусов, В.Г. Зверев, В.М. Земсков, Е.И. Малиновский,  
Ю.В. Озеров, А.Р. Теркулов, А.М. Фоменко

УДК 539.12

*При помощи сцинтиляционного детектора ионизационных потерь на пучке "меченых" гамма-квантов экспериментально обнаружено состояние позитрона с неравновесным собственным полем. Длина пути, проходимого позитроном с энергией 340 МэВ в этом состоянии, составляет  $6,0 \pm 1,5$  мкм.*

В работе [1] было обращено внимание на тот факт, что возможно существование электрона (позитрона), в значительной мере лишенного своего "нормального" электромагнитного поля. Частица, находящаяся в этом состоянии, не ионизирует вещество. Там же отмечалось, что эффект образования электрона с неравновесным собственным полем следует искать в процессах с перераспределением периферического поля, т.е. в процессах излучения.

Для экспериментального обнаружения этого эффекта использовалась система "мечения" синхротрона "Пахра" [2], позволяющая формировать пучок монохроматических гамма-квантов в интервале энергий  $10 \div 600$  МэВ. Метод "меченых" фотонов заключается в следующем. При прохождении мишени позитрон может испускать тормозной квант. Если выделять события, для которых известна энергия позитрона до ( $E_1$ ) и после ( $E_2$ ) взаимодействия с мишенью, то для таких событий может быть определена энергия испущенного гамма-кванта

$$E_{\gamma} = E_1 - E_2. \quad (1)$$

Для обнаружения состояния позитрона с неравновесным собственным полем в качестве мишени использовался спектрометр на основе монокристалла CsI(Tl) толщиной  $t_M = 1$  мм, измеряющий ионизационные потери позитронов (ИПП), и проводился цикл из трех измерений:

а) измерялась величина  $E_{\gamma}$ , характеризующая ИПП с энергией  $E_1$ , испустивших тормозной гамма-квант с энергией  $E_{\gamma}$  в мишени (при этом накладывалось дополнительное условие: образованный гамма-квант должен быть зарегистрирован черенковским спектрометром полного поглощения (ЧСП) толщиной 12 р.е., порог регистрации которого устанавливался равным  $0,5 E_{\gamma}$

б) измерялась величина  $\xi_{E_2}$ , характеризующая ИПП с энергией  $E_2$ , прошедших через мишень без испускания тормозного гамма-кванта (для этого магнитные спектрометры, измеряющие энергию позитрона на входе ( $E_1$ ) и выходе ( $E_2$ ) мишени, настраивались на выделение позитронов одной и той же энергии  $E_2$ );

в) измерялась величина  $\xi_{E_1}$ , характеризующая ИПП с энергией  $E_1$  в мишени (для этого магнитный спектрометр, измеряющий энергию позитронов на входе мишени, настраивался на выделение позитронов с энергией  $E_1$ ).

Для увеличения надежности отбора событий, не сопровождающихся испусканием тормозного излучения в мишени, при измерении величин  $\xi_{E_1}$  и  $\xi_{E_2}$  накладывалось условие: в ЧСПП должны отсутствовать гамма-кванты с энергией более 10 МэВ.

В каждом измерении проводился амплитудный анализ сигналов с детектора, служившего мишенью. Полученные распределения описывались выражением:

$$R(x) = \int_0^{\infty} F(\Delta) K(x, \Delta) d\Delta,$$

$$F(\Delta) = \xi^{-1} \Phi(|\Delta - \Delta_0|/\xi), \quad (2)$$

где  $\Phi(\lambda)$  — безразмерная табулированная функция Ландау [3];  $\Delta_0$  характеризует наиболее вероятные ИПП в мишени;  $K(x, \Delta)$  — функция, описывающая энергетическое разрешение спектрометра. В качестве ионизационных потерь позитронов ( $\xi_{\gamma}$ ,  $\xi_{E_1}$ ,  $\xi_{E_2}$ ) было взято значение  $\Delta_0$ , получаемое в результате решения интегрального уравнения (2) методом наименьших квадратов. При статистике  $N = 10^4$  относительная погрешность в определении величины  $\xi$  составляла 0,35%, при  $N = 10^5$  она уменьшается до 0,12%.

Периодические измерения величины  $\xi_{E_2}$  показали, что существует временной дрейф положения пика ионизационных потерь, причем первые 4 часа после включения аппаратуры положение пика меняется со скоростью 1,4% в час, а затем скорость дрейфа уменьшается до 0,3% в час. Для уменьшения влияния этого явления эксперименты проводились через 4 часа после включения аппаратуры. Для корректного учета временной нестабильности спектрометрического тракта поиск эффекта проводился сериями измерений, продолжительностью не более 3-х часов, в начале и конце которых измерялись величины  $\xi_{E_1}$  и  $\xi_{E_2}$  (статистика событий составляла  $10^5$ ), а 80% времени уходило на измерение величины  $\xi_{\gamma}$  (статистика составляла  $2 \div 4 \cdot 10^4$ ). Дополнительные измерения показали, что за 3 часа наблюдения зависимость положения пика от времени линейна, поэтому усредненные значения  $\xi_{E_1}$  и  $\xi_{E_2}$  определялись по формуле  $\xi = 0,5(\xi_n + \xi_k)$ , где  $\xi_n$  и  $\xi_k$  — значения

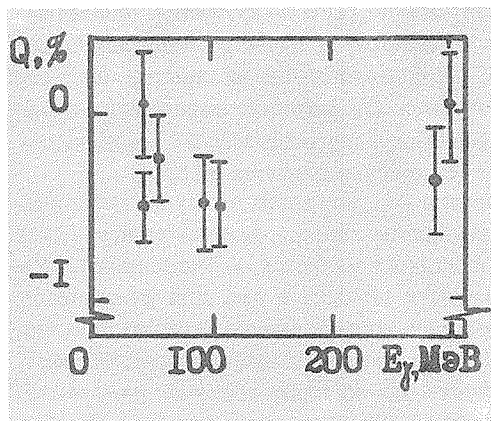
величин, измеренных в начале и конце серии.

В результате сопоставления  $\mathcal{E}_{E_1}$  и  $\mathcal{E}_{E_2}$  было установлено, что данный детектор позволяет измерить логарифмический рост ИПП. При переходе от энергии 340 к 640 МэВ ИПП возрастают на  $0,58 \pm 0,10\%$ .

С помощью выражения  $\mathcal{E}_0 = 0,5 (\mathcal{E}_{E_1} + \mathcal{E}_{E_2})$ , справедливость которого подтверждается моделированием методом Монте-Карло процесса образования "меченого" гамма-кванта, определялась величина  $\mathcal{E}_0$ , характеризующая ИПП для случая, когда происходит изменение его энергии, но не образуется позитрон с неравновесным собственным полем.

На основании измеренных в данной серии величин определялась величина  $Q = (\mathcal{E}_\gamma - \mathcal{E}_0)/\mathcal{E}_0$ , характеризующая изменение ИПП, обусловленное образованием "полуголого" позитрона. На рис. 1 приведены результаты измерения величины  $Q$  для позитронов с энергиями  $E_1 = 390, 440, 640$  МэВ, испустивших гамма-кванты с энергиями  $E_\gamma = 50, 100, 300$  МэВ соответственно.

Оценки показали, что при наших условиях зависимость величины  $Q$  от энергии гамма-кванта слабая и в указанном диапазоне ожидаемые значения  $Q$  отличаются не более чем на 25%. Поэтому результаты, полученные для различных энергий и в различных сериях, были усреднены.



Р и с. 1. Изменение ионизационных потерь позитронов, излучивших тормозные гамма-кванты.

В итоге обнаружен эффект уменьшения ионизационных потерь позитронов на уровне 4-х стандартных отклонений:  $\bar{Q} = -0,36 \pm 0,09\%$ . Совпадение величины среднеквадратичного отклонения распределения  $Q_i$  ( $S = 0,24\%$ ) со статистической точностью измерения этой величины ( $\Delta\bar{Q} = 0,25\%$ ) свидетельствует

вует о том, что разброс экспериментальных значений обусловлен статистической точностью эксперимента, т.е. о корректности учета временной нестабильности спектрометрического тракта.

Так как величина вероятных ионизационных потерь пропорциональна толщине мишени, расчет длины пути позитрона с неравновесным полем производится по формуле:  $L = -Qt_M$ .

Учитывая тот факт, что 40% гамма-квантов, выделенных системой "мечения", рождаются вне спектрометра получаем, что если зарегистрированное уменьшение ионизационных потерь обусловлено образованием частицы с неравновесным собственным полем, то позитрон с энергией 340 МэВ, испускавший гамма-квант с энергией  $50 \div 300$  МэВ, в этом состоянии проходит путь длиной  $6,0 \pm 1,5$  мкм.

Поступила в редакцию 15 января 1985 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнберг Е.Л. УФН, 132, вып. 2, 255 (1980).
2. Белоусов А.С. и др. Препринт ФИАН № 186, М., 1979.
3. Landau L.D. Journ. Phys., 8, 201 (1944).