

СЗ42а

К-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

14/Х-64

1748



В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков,
Г.М. Сташков, И.В. Чувило, А.И. Шкловская

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ
В ИНТЕРВАЛЕ ОТ 20 ДО 250 МЭВ
В КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

ТТЭ, 1965, №5, с 61-63.

1964

В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков,
Г.М. Сташков, И.В. Чувило, А.И. Шкловская

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ
В ИНТЕРВАЛЕ ОТ 20 ДО 250 МЭВ
В КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

Направлено в ПТЭ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

2700/3 48'

1. Введение

В работах ^{/1/,/2/} были предприняты попытки установить вид зависимости $E_0 = f(R_0)$ при использовании следующих предположений:

- а) ионизационные потери энергии электронов постоянны ($20 \text{ Мэв} < E_0 < 200 \text{ Мэв}$);
- б) радиационные потери энергии электронов через излучение малоэнергетичных γ -квантов ($E_\gamma < E$ критическая) не зависят от энергии первичных электронов и распределены статистически равномерно;
- в) радиационные потери на излучение γ -квантов с энергией, большей критической, учитываются, так как предполагается, что эти вторичные γ -кванты конвертируются в камере и к e^+e^- -парам приложимы условия а) и б).

Точность предложенного в перечисленных работах метода (20%) дает возможность считать условия а), б), в) вполне приемлемыми в определенных ограниченных областях энергий. Однако, как это будет видно ниже, ширина областей, для которых приемлемы а), б), в) (а это автоматически предполагает линейный вид зависимости $E_0 = kR_0$, где $k = \text{Const}$), невелика и не превышает при малых энергиях 30–50 Мэв, при больших энергиях (до 250 Мэв) 20–30 Мэв.

В работах ^{/1/,/2/} в качестве градуировочного материала использовались позитроны из $\mu-e$ -распадов. Как известно, спектр e^+ из $\mu^+ - e^+$ -распада имеет максимум при верхней границе ($\sim 53 \text{ Мэв}$). Экспериментальные гистограммы в обеих работах описывались гладкой кривой с коэффициентом k'' как неизвестным параметром. Найденные значения $k_1 = 0,59 + 0,02$ и $k_2 = 0,57 + 0,007 - 0,015$ хорошо согласуются друг с другом. Но как нетрудно видеть, здесь использовалась энергетическая область $\sim 30\text{--}50 \text{ Мэв}$.

В связи с вышесказанным представляет интерес найти вид зависимости $E_0 = f(R_0)$, не предполагая ее априори линейной, для более широкой области изменения энергии электрона.

Настоящая работа выполнена в связи с необходимостью измерять энергию электронов в K_{s3}^+ -распадах ($0 < E_0 < 228,5 \text{ Мэв}$) и энергию π^0 -мезонов в K_{s3}^+ и $K_{\mu 3}^+$ -распадах (энергии e^+ и e^- из e^+e^- пар могли меняться в пределах от 0 до $\sim 250 \text{ Мэв}$).

II. Общая часть

В работе ^{/3/} рассматривается возможность описать функцию $R_0 = f(E)$ в виде:

$$r = \ln(E + 1), \quad (1)$$

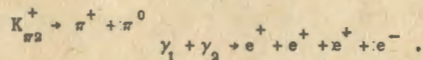
где r — пробег в единицах радиационных длин, E — энергия в единицах ионизационных потерь на радиационной длине, умноженной на $\ln 2$. Используя вполне конкретный регистратор электронов — ксеноновую пузырьковую камеру ^{/4/}, мы можем для нашего случая (подчеркиваем: только для нашей геометрии, обладающей определенной эффективностью к регистрации γ -квантов) переписать эту зависимость в виде

$$\frac{R}{A} = \ln\left(\frac{E}{B} + 1\right) \quad \text{или} \quad E = B\left(e^{\frac{R}{A}} - 1\right), \quad (2)$$

где $[B]$ — Мэв, $[A]$ — мм, $[R]$ — мм, а параметры A и B имеют, конечно, тот же физический смысл, что и в ^{/4/}, но несколько другое численное значение, чем просто радиационная длина для Хе и величина ионизационных потерь на радиационной длине для него. Это небольшое различие возникает из-за того, что формула (1) учитывает вторичное излучение в виде γ -квантов и потерь энергии на образование δ -электронов, включая возникающий по этой причине разброс вычисленных энергий в коридор ошибок. Если же для градуировки выбирать события в ограниченном объеме, то в некоторых случаях могут появляться γ -кванты с одинаковыми пробегами, но с разной энергией за счет того, что излучались вторичные γ -кванты с большой энергией, не конвертировавшие в камере. Таким образом, параметры A и B становятся зависящими как от величины длины конверсии, так и от геометрии камеры. Далее методом наименьших квадратов подберем A и B .

III. Эксперимент

В настоящей работе для градуировки выбирались e^+e^- -пары от γ -квантов из распада



На отбираемые события накладывались следующие условия:

1. Распад $K_{\pi^2}^+$ происходил в покое.
2. Оба γ -кванта конвертировали в камере.
3. Геометрия распада проходила тест компланарности, т.е. проверялось, лежат ли оба γ -кванта и π^+ -мезон в одной плоскости (угол между перпендикуляром к плоскости "точка распада — 1-й γ -квант — 2-й γ -квант" и направлением вылета π^+ -мезона не превышал ошибок измерения).

4. Угол между γ -квантами не превышал критического для энергии π^0 из $K_{\pi^2}^+$ -распада.

5. Расстояние от точки распада до начала любого γ -кванта было больше (для исключения больших ошибок в измерении угла вылета γ -кванта).

Энергия каждого γ -кванта рассчитывалась по формуле

$$E_{\gamma i} = \frac{m_{\pi^0}^2}{2(E_{\pi^0} - P_{\pi^0} \cos \xi_i)},$$

где E_{π^0} , P_{π^0} — энергия и импульс π^0 -мезона из $K_{\pi^2}^+$ распада ξ_i — угол в i -го γ -кванта относительно направления вылета π^0 -мезона. Эта известная величина приравнивалась величине

$$E_{\gamma i} = B \left[e^{\frac{R_i}{A}} + e^{\frac{R_i}{A}} - 2 \right].$$

(масса электрона считается равной нулю), причем выбирались γ -кванты с наименьшим значением величин пробегов электрона и позитрона пары. По программе М.Н. электронно-счетной машине были рассчитаны значения A и B .

$$A = 99,8 \pm 7,5$$

$$B = 39,0 \pm 3,5.$$

Были выбраны значения $A = 100,0$; $B = 39,0$.

Окончательно формулу для определения энергии одиночного электрона в камере можно записать в виде

$$E_e = 39 \left[e^{\frac{R_e}{100}} - 1 \right].$$

(Зависимость (6) приведена на рис. 1). Тогда для энергии γ -кванта имеем

$$E_{\gamma} = 39 \left[e^{\frac{R_{\gamma}}{100}} + e^{\frac{R_{\gamma}}{100}} - 2 \right],$$

В общем случае, когда имеются δ -электроны и вторичные γ -кванты, можно написать

$$E_{\gamma} = 39 \left[\sum_{i=1}^n e^{\frac{R_i}{100}} - n \right] + \Delta E_{\gamma},$$

где ΔE_{γ} появляется за счет того, что электрон без выбивания δ -электронов излучения вторичных γ -квантов имел бы несколько больший пробег, соответствующий энергии большей, чем сумма энергий, найденная по видимому пробегу первого электрона, δ -электронов и вторичных e^+e^- -пар. Однако измерения показывают, что ΔE_{γ} в общем случае невелико и может быть опущено без выхода за ошибку. Итак

$$E_{\gamma} = 39 \left[\sum_{i=1}^n e^{\frac{R_i}{100}} - n \right],$$

здесь и выше n — полное число электронов и позитронов.

Для проверки метода было построено отношение $E_{\text{теор}}/E_{\text{эксп}}$, где $E_{\text{теор}}$ вычислено по (3), а $E_{\text{эксп}}$ - по (9). Распределение показано на рис. 2. Сравним полученные результаты с данными работ [1], [2]. При малых энергиях в области от 20 до 50 Мэв можно представить зависимость (6) в виде

$$E_0 = B \left[1 + \frac{R_0}{A} - 1 \right] = \frac{B}{A} \cdot R_0 = k R_0. \quad (10)$$

Тогда получаем

$$E_0 = (0,40 \pm 0,06) R_0, \quad (11)$$

что в пределах ошибок согласуется со значением коэффициентов k_1 и k_2 . Некоторое уменьшение k легко объяснимо, так как k_1 и k_2 являются усредненными коэффициентами.

Авторы благодарят коллектив лаборантов за проделанные измерения и расчеты.

Л и т е р а т у р а

1. Я.Даныш, З.Стругальский, О.Чижевский, Препринт ОИЯИ Р-1144 (1962)
2. В.С.Курбатов, ОИЯИ, Дипломная работа (1963).
3. R.E.Wilson. Phys. Rev. 84, 100 (1951).
4. T.Kanarek et al. International Conference in CERN p.508 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июля 1964 г.

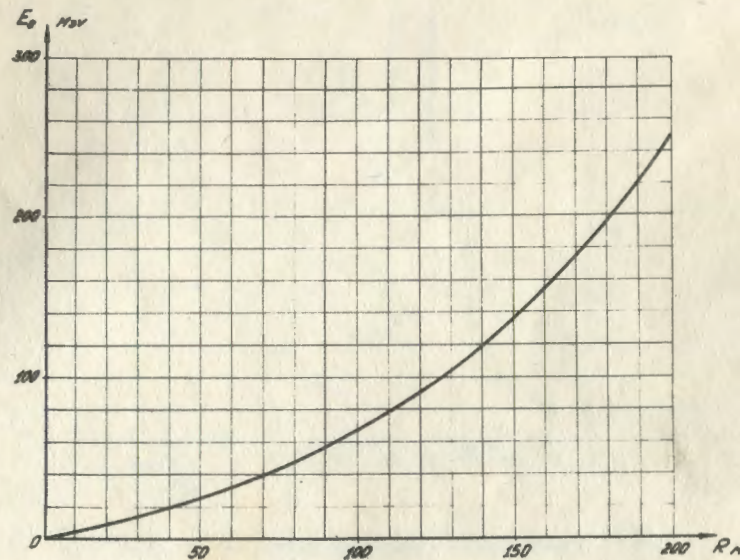


Рис. 1. Зависимость пробег - энергия для одиночного электрона в ксеноне.

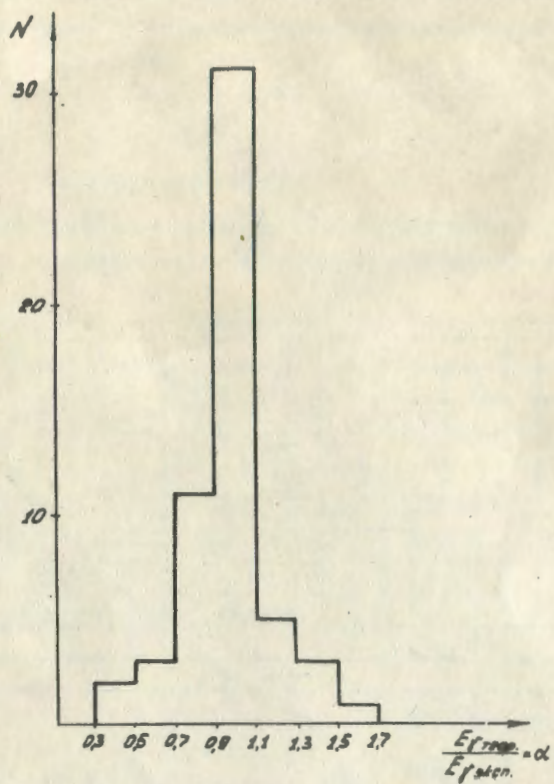


Рис. 2. Распределение значений величины $\alpha = \frac{E_{y теор.}}{E_{y эксп.}}$.
По оси ординат отложено N - число случаев.