

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



14/01-76

P2 - 9565

A-958

2218/2-76

А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин, Л.Л.Неменов

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ПОЗИТРОНИЕВОВОГО ПУЧКА
НА ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

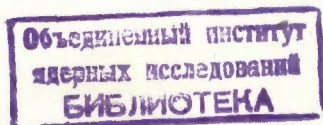
1976

P2 - 9565

А.А.Ахундов,* Д.Ю.Бардин, Л.Л.Неменов

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ПОЗИТРОНИЕВОГО ПУЧКА
НА ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

Направлено в ЯФ



* Азербайджанский Государственный университет
им. С.М.Кирова.

В ряде работ /1-5/ были теоретически рассмотрены процессы, сопровождающиеся испусканием атомных систем. Перечислим реакции, которые являются источниками релятивистских атомов и вероятности которых в настоящее время рассчитаны.

В работе /1/ была сделана оценка сечения реакции



и предложено по полученным данным определять разность длин рассеяния пиона на пионе в S-состоянии: $a_0 - a_2$. В работе /2/ вычислялись сечения процессов



изучение которых представляет интерес для экспериментальной проверки природы $\mu\mu$ -взаимодействия. Реакции на встречных пучках

*) Символом $A_{2\pi}$ обозначено связанное состояние заряженных π -мезонов: $(\pi^+\pi^-)$ -атом. Далее мы используем обозначение A_{2f} для атома, образованного частицей f и ее античастицей.

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + A_{2e}, \quad /5/$$

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + A_{2\mu} \quad /6/$$

были рассмотрены в работе /3/.

Сечения реакций /1/, /2/, /3/ и /6/ настолько малы, что даже наблюдение этих процессов представляет сложную методическую проблему. Вероятности процессов /4/ и /5/ достаточны для детектирования позитрониев на существующих ускорителях. Однако генерация A_{2e} пучком фотонов не эффективна, так как вследствие развала позитрония в веществе необходимо использовать мишени толщиной в доли микрона. Вероятность образования атомов A_{2e} на встречных пучках примерно равна вероятности образования адронных резонансов /3/.

Реальным эффективным источником позитрониев и $A_{2\mu}$ являются атомные распады элементарных частиц /4/:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}, \quad /7/$$

$$\eta^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}, \quad /8/$$

$$\eta^0 \rightarrow \gamma + A_{2\mu}, \quad /9/$$

генерированных на тонкой внутренней мишени кольцевого ускорителя протонов. Основным источником позитрониев являются π^0 -мезоны, которые за время своей жизни выходят из мишени в вакуум и распадаются с испусканием A_{2e} . Благодаря многократному взаимодействию циркулирующего протонного пучка с мишенью ее малая толщина слабо сказывается на эффективности генерации позитрониев, как это имеет место в реакции /4/. Интенсивности пучков, генерированных таким методом, в зависимости от энергии ускорителя и угла вылета позитрониев в лаб. системе были вычислены в работе /5/.

Пучки релятивистских позитрониев позволяют осуществить экспериментальную проверку преобразований специальной теории относительности для времени и компонент электромагнитного поля с относительной точ-

ностью $\sim 10^{-4}$ при значениях гамма-факторов $10^3 \div 10^4$, измерить ряд констант квантовой электродинамики /6/, а также изучать взаимодействие релятивистского позитрония с веществом. Так как подобные исследования представляют несомненный интерес, то полезно рассмотреть возможные новые методы генерации пучков позитрониев.

В настоящей работе рассмотрена генерация позитрониев электронами, взаимодействующими с веществом. Показано, что на электронных ускорителях /кольцевых и линейных/ можно получить достаточно интенсивные и хорошо сформированные пучки A_{2e} .

Основным источником позитрониев на электронных ускорителях является процесс внутренней конверсии γ -квантов, образующихся при тормозном излучении электронов в тонкой мишени.

В первом разделе работы получено общее выражение для коэффициента внутренней конверсии γ -кванта в $(\ell^+ \ell^-)$ -атом, где ℓ - электрон или мюон. Во втором - вычислен энергетический спектр позитрониев в лаб. системе. Расчет проведен в низшем порядке по электромагнитному взаимодействию и в пренебрежении излучением ядра, т.е. при вычислении сечения реакции

$$e + Z \rightarrow e + Z + A_{2e} \quad /10/$$

учитывались только диаграммы *рис. 1*.

В третьем разделе получена формула для числа эквивалентных позитрониев, которая используется в четвертом разделе для вычисления интенсивности позитрониевых пучков на кольцевых и линейных ускорителях.

1. Рассмотрим инклюзивную реакцию

$$a + b \rightarrow \gamma + \dots \quad /11/$$

Наряду с реакцией /11/ за счет внутренней конверсии γ -кванта будет также идти процесс образования связанного состояния A_{2p}

$$a + b \rightarrow A_{2\ell} + \dots \quad /12/$$

Найдем связь между сечениями процессов /11/ и /12/, диаграммы которых изображены на рис. 2. Матричный элемент процесса /11/ представим в виде

$$M^{br} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2k_0}} \epsilon_\alpha M_\alpha \delta(k + p - p_a - p_b), \quad /13/$$

где k - 4-импульс фотона, ϵ_α - 4-вектор его поляризации.

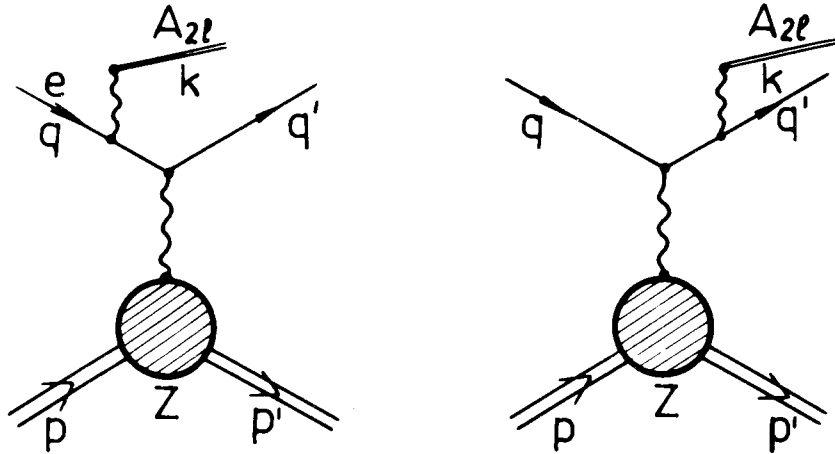


Рис. 1. Диаграммы, дающие основной вклад в процесс образования позитрония /10/.

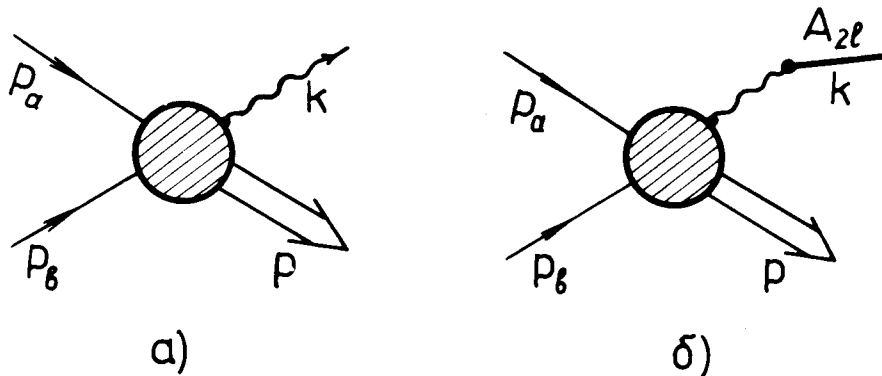


Рис. 2. Диаграммы инклюзивных реакций /11/ - диаграмма /а/ и /12/ - /б/.

В выражении /13/ явно выделен множитель, связанный с внешней фотонной линией, вектор M_α соответствует вкладу остальной части диаграммы рис. 2/а/, включая заштрихованный блок.

Вследствие сохранения электромагнитного тока матричный элемент M_α удовлетворяет соотношению

$$k_\alpha \cdot M_\alpha = 0. \quad /14/$$

Используя формулу /13/, для инклюзивного спектра фотонов в реакции /11/ находим

$$2k_0 \frac{d\sigma^{br}}{d^3k} = \frac{1}{(2\pi)^3} N \int \sum_{\lambda=1,2} (\epsilon_\alpha^\lambda M_\alpha) (\epsilon_\beta^\lambda M_\beta)^* d\Gamma_{br}. \quad /15/$$

Здесь N - нормировочный множитель, $d\Gamma_{br}$ - элемент фазового объема всех конечных частиц, за исключением γ -кванта.

Условие /14/ позволяет распространить суммирование по λ в формуле /15/ на $\lambda = 1, 2, 3, 4$. Тогда, вследствие полноты системы 4-векторов ϵ_α^λ , имеем /7/

$$\sum_{\lambda=1}^4 (\epsilon_\alpha^\lambda M_\alpha) (\epsilon_\beta^\lambda M_\beta)^* = M_\alpha M_\alpha^* \eta_\alpha \quad /16/$$

/ $\eta_\alpha = 1$ при $\alpha = 1, 2, 3$; $\eta_4 = -1$ /. Используя соотношение /16/, находим окончательное выражение для инклюзивного спектра фотонов

$$2k_0 \frac{d\sigma^{br}}{d^3k} = \frac{1}{(2\pi)^3} N \int M_\alpha M_\alpha^* \eta_\alpha d\Gamma_{br}. \quad /17/$$

Рассмотрим теперь реакцию /12/. Используя обычное приближение, основанное на малости среднего импульса лептона в атоме по сравнению с его массой покоя, получаем следующее выражение для матричного элемента процесса /12/ /2, 4/:

$$M^{at} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e \left(\frac{2m}{k_0} \right)^{1/2} \bar{u} \left(\frac{k}{2} \right) \gamma_\alpha u \left(-\frac{k}{2} \right) \frac{1}{4\pi^2} M_\alpha^{at} \psi_{nLj}^{(0)}(0) \delta(k+p-p_a-p_b), \quad /18/$$

где k - 4-импульс атома, m - масса лептона; $\psi_{nLj}^{(0)}$ - волновая функция атома с квантовыми числами n, L, j при

$l \approx 0 / n$ - главное квантовое число, L - относительный орбитальный момент, j - полный момент системы/. Величина M_a^{at} удовлетворяет условию

$$M_a^{at} \Big|_{k^2=0} = M_a. \quad /19/$$

С помощью /18/ находим следующее выражение для инклюзивного спектра атомов A_{2l} реакции /12/:

$$2k_0 \frac{d\sigma^{at}}{d^3k} = \frac{N}{(2\pi)^3} \frac{e^2}{k_0 \mu^3_{n,L,j}} \sum |\psi_{nLj}(0)|^2 \times$$

$$\times \text{Sp} \left[\Lambda\left(\frac{k}{2}\right) \gamma_\alpha \Lambda\left(-\frac{k}{2}\right) \gamma_\beta \right] M_a^{at} M_\beta^{at*} \eta_\beta d\Gamma_{at} = \quad /20/$$

$$= \frac{N}{(2\pi)^3} \frac{e^2}{\mu^3_{n,L,j}} \sum |\psi_{nLj}(0)|^2 \int 4(\delta_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha k_\beta}{\mu^2}) M_a^{at} M_\beta^{at*} \eta_\beta d\Gamma_{at}.$$

Здесь μ - масса атома ($\mu \approx 2m$), $d\Gamma_{at}$ - элемент фазового объема всех конечных частиц процесса /12/, за исключением атома A_{2l} .

В силу условия сохранения электромагнитного тока

$$k_a \cdot M_a^{at} = 0, \quad /21/$$

члены $k_\alpha k_\beta$ в формуле /20/ выпадают, поэтому для инвариантного спектра атомов получаем

$$2k_0 \frac{d\sigma^{at}}{d^3k} = \frac{4e^2}{\mu^3_{n,L,j}} \sum |\psi_{nLj}(0)|^2 \cdot \frac{N}{(2\pi)^3} \int M_a^{at} M_a^{at*} \eta_a d\Gamma_{at}. \quad /22/$$

Как было показано в работе /4/, в результате конверсии виртуального γ -кванта атомы A_{2l} образуются преимущественно в триплетном состоянии с $L=0$. Тогда, полагая в сумме по квантовым числам $L=0$ и $j=1$, имеем /4/

$$\frac{4e^2}{\mu^3} \sum_{n=1}^{\infty} |\psi_{n,0,1}(0)|^2 = 0,3a^4. \quad /23/$$

Таким образом, если справедливо приближение

$$\int M_a^{at} M_a^{at*} \eta_a d\Gamma_{at} = \int M_a^{at} M_a^{at*} \eta_a d\Gamma_{br}, \quad /24/$$

то между сечениями процессов /11/ и /12/ имеется простая связь

$$2k_0 \frac{d\sigma^{at}}{d^3k} = (0,3a^4) \cdot 2k_0 \frac{d\sigma^{br}}{d^3k}. \quad /25/$$

Отметим еще раз факторизацию множителя $c = 0,3a^4$ - характерного коэффициента внутренней конверсии γ -кванта в атом A_{2l} и тот факт, что эта факторизация является следствием условия сохранения электромагнитного тока /21/.

Если в конечном состоянии некоторой реакции имеется n фотонов, то вероятность образования атома A_{2l} будет пропорциональна $n \times 0,3a^4$. В частности, в случае распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, где приближение /24/ работает очень хорошо, для отношения вероятностей $\rho(\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2l} / \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ получается значение $0,6a^4$, которое было получено иным методом в работе /4/.

2. Рассмотрим теперь образование атома в реакции /10/, которая представляет интерес в связи с изучением вопроса о возможности образования позитрониев на электронных ускорителях.

Из общей формулы /25/ получаем, что энергетический спектр атомов можно записать в виде:

$$\frac{d\sigma^{at}}{dk_0} = c \frac{d\sigma^{hbr}}{dk_0}, \quad /26/$$

где $d\sigma^{hbr}/dk_0$ - энергетический спектр излучения "тяжелого фотона", масса которого равна массе атома μ .

Спектр $d\sigma^{hbr}/dk_0$ будет равен $d\sigma^{br}/dk_0$ только в случае справедливости условия /24/. В общем же случае $d\sigma^{hbr}/dk_0$ можно представить в виде

$$\frac{d\sigma^{hbr}}{dk_0} = R(k_0) \frac{d\sigma^{br}}{dk_0}, \quad /27/$$

где $R(k_0)$ - поправочный коэффициент, обусловленный различием в кинематике процессов образования "тяжелого фотона" и γ -кванта.

Кинематика процесса

$$e + Z \rightarrow e + Z + \gamma^h$$

/28/

/ γ^h - "тяжелый фотон" / была рассмотрена нами подробно в работе /8/. Там же вычислено сечение $d\sigma^{hbr} / dk_0$ процесса /28/ в рамках естественного предположения, что основной вклад в сечение процесса /28/ дают диаграммы рис. 1. Здесь мы перечислим лишь необходимые для дальнейшего результаты.

1. Приближение /24/ оказывается несправедливым для реакции /28/, вследствие чего $R(k_0)$ значительно отличается от единицы. Графики функций $R(k_0)$ для водорода и вольфрама приведены на рис. 3 и 4 для различных энергий налетающего электрона E .

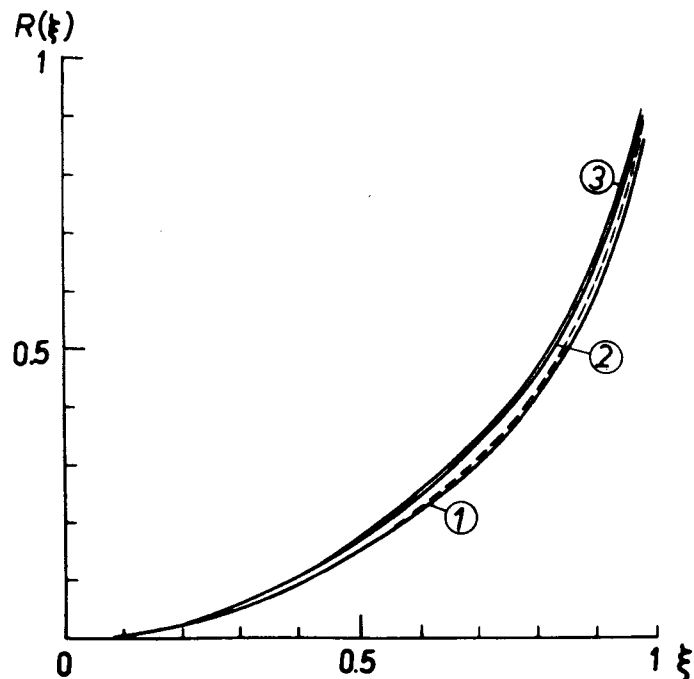


Рис. 3. Зависимость $R(\xi)$ для водорода при $E = 1$ ГэВ /пунктирная кривая/ и вольфрама /сплошные кривые 1, 2 и 3/ при $E = 0, 1; 1$ и 10 ГэВ.

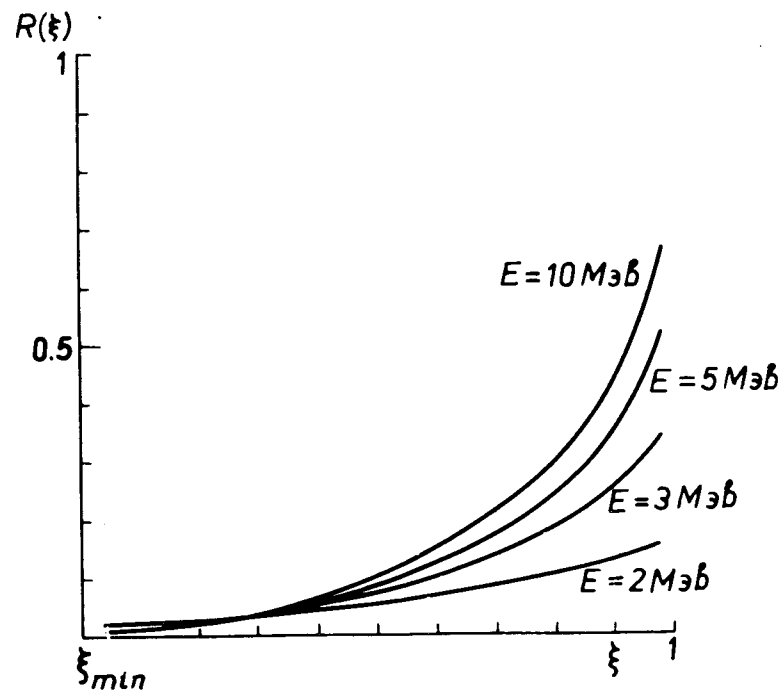


Рис. 4. Зависимость $R(\xi)$ при низких энергиях /вольфрамовая мишень/.

Несправедливость приближения /24/ обусловлена доминированием в процессе /28/ механизма однофотонного обмена /диаграммы рис. 1/, вследствие которого значителен вклад в сечение области малых переданных ядру импульсов \sqrt{t} , и существенным различием в кинематике процесса /28/ и процесса

$$e + Z \rightarrow e + Z + \gamma$$

/29/

именно в области малых t .

2. Существенность вклада малых t приводит к необходимости учета эффекта экранирования ядра полем атомных электронов. Экранирование учитывалось путем умножения дифференциального сечения $d^2\sigma^{hbr} / dk_0 dt$ про-

цесса /28/ на атомный формфактор $F(t)$ в модели Тома-са-Ферми. Интеграл

$$\frac{d\sigma^{hbr}}{dk_0} = \int F(t) \frac{d^2\sigma^{hbr}}{dk_0 dt} dt \quad /30/$$

вычислялся на ЭВМ.

3. Доминирование механизма однофотонного обмена приводит также к тому, что вероятность процесса



оказывается подавленной относительно вероятности процесса /10/ в m_e^2/m_μ^2 раз. Т.е. электронный пучок неэффективен для генерации атомов $A_{2\mu}$.

4. Обсуждаемые здесь графики $R(k_0)$ и энергетические спектры удобно изображать как функции переменной $\xi = k_0/k_0^{\max}$, где /8/

$$k_0^{\max} = \frac{1}{4Ms} [(s + M^2 - m^2)(s + \mu^2 - (M + m)^2) + \sqrt{\lambda(s, m^2, M^2)\lambda(s, \mu^2, (M + m)^2)}] \quad /32/$$

Здесь $\lambda(x, y, z)$ - кинематическая функция:

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz;$$

M , m и μ - массы ядра, электрона и позитрония; $s = M^2 + m^2 + 2ME$ - квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в с.ц.и. Из формулы /32/ следует, что при $E \gg \mu$ ($\mu = 2m$) $k_0^{\max} \approx E$, а $\xi_{\min} = \mu/k_0^{\max}$ близко к нулю.

При энергии начального электрона $E \geq 0,1$ ГэВ величина $R(k_0)$, выраженная как функция ξ , оказывается практически независимой как от E , так и от атомного номера мишени /от водорода до вольфрама/. Это обстоятельство проиллюстрировано на рис. 3, где величина $R(\xi)$ приведена для $Z = 1$ /водород/ при $E = 1$ ГэВ и $Z = 74$ /вольфрам/ при $E = 0,1$; 1 и 10 ГэВ. Как следует из рисунка, для всех четырех приведенных графиков

$$\frac{1}{k_0^{\max}} \int_{k_0^{\min}}^{k_0^{\max}} R(k_0) dk_0 = \int_{\xi_{\min}}^1 R(\xi) d\xi \approx \frac{1}{4}. \quad /33/$$

При низких энергиях $E < 10$ МэВ/ величина $R(k_0)$ сильно падает с уменьшением E /рис. 4/.

5. Энергетический спектр позитрониев $d\sigma^{at}/dk_0$ при энергиях налетающего электрона $E \geq 0,1$ ГэВ растет с увеличением энергии атомов и достигает максимума вблизи k_0^{\max} . На рис. 5 приведен энергетический спектр

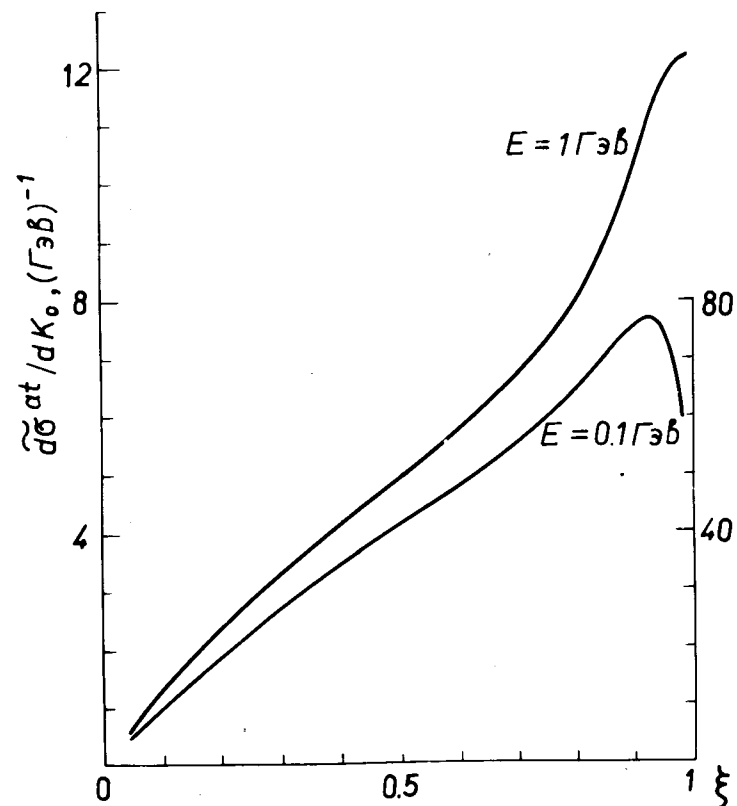


Рис. 5. Энергетический спектр позитрониев для вольфрамовой мишени. Верхняя и нижняя кривые даны в масштабах левой и правой шкалы.

позитрониев $d\sigma^{at}/dk_0$ для вольфрамовой мишени при $E = 0,1$ и 1 ГэВ. Здесь мы выделили множители c и $\bar{\phi}$:

$$\frac{d\sigma^{at}}{dk_0} = c\bar{\phi} \frac{d\bar{\sigma}^{at}}{dk_0}, \quad /34/$$

где $\bar{\phi} = r_0^2 Z^2 a$, r_0 - классический радиус электрона.

При меньших энергиях $E \leq 10$ МэВ/ энергетический спектр позитрониев имеет характерный максимум, который с уменьшением E смещается к середине интервала изменения k_0 /рис. 6/.

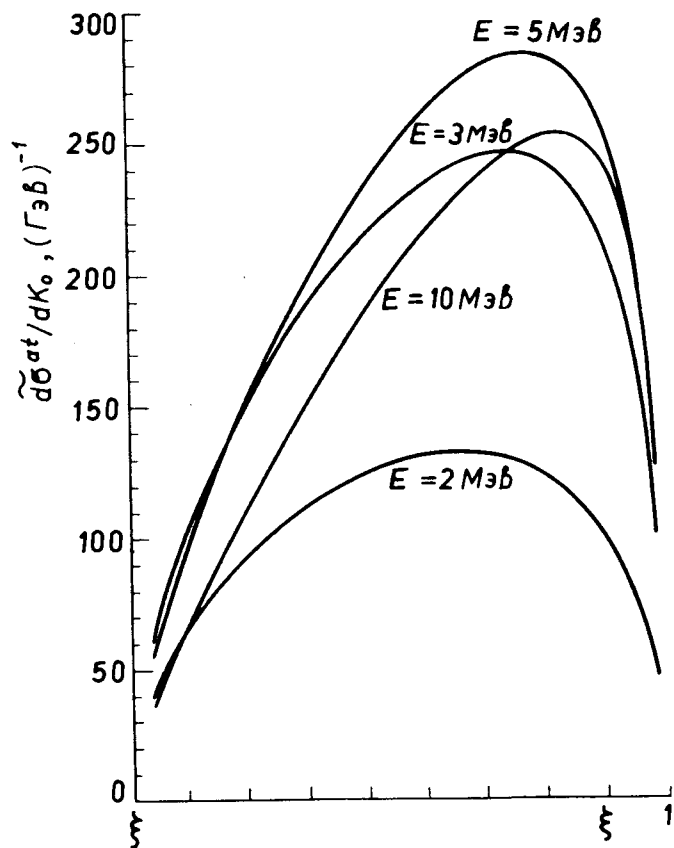


Рис. 6. Энергетический спектр позитрониев для вольфрамовой мишени при низких энергиях.

3. Вычислим теперь интенсивность позитрониевого пучка, который может быть получен в реакции /10/.

Рассмотрим мишень толщиной L , помещенную в пучок электронов. Из-за значительной величины сечения развала позитрония в веществе /9/

$$\sigma_D \approx 0,69 \cdot Z^{4/3} \cdot 10^{-19} \text{ см}^2 \quad /35/$$

величину L нужно брать порядка l_0 , где l_0 - такая длина, на которой пучок позитрониев с первоначальной интенсивностью I_0 ослабевает в e раз:

$$l_0 = \frac{A}{\sigma_D \rho N_A} \quad /36/$$

Здесь A - массовое число атомов мишени, ρ - ее плотность, N_A - число Авогадро.

Для вольфрама $l_0 \approx 0,2$ мк, что составляет 10^{-5} от его радиационной длины $L_0 = 0,35$ см. Поэтому в дальнейших вычислениях можно пренебречь ослаблением пучка электронов по толщине мишени.

Сначала вычислим полное число позитрониев, которое выйдет из мишени толщины L при бомбардировке ее пучком электронов интенсивностью J_0 . Если бы позитронии не разваливались в мишени, то для полного числа эквивалентных позитрониев*) мы имели

$$N_0 = J_0 N_A \frac{1}{k_0^{\max}} \int_{k_0^{\min}}^{k_0^{\max}} k_0 \frac{d\sigma^{at}}{dk_0} dk_0 \quad /37/$$

Здесь N_A - число ядер на 1 см^2 вещества мишени: $N_A = \rho N_A L / A$.

Так как позитронии разваливаются на толщине L , то для числа вышедших из мишени позитрониев $N_0^{\text{эфф}}$ имеем

*) Числом эквивалентных позитрониев называется такое их число, какое было бы в случае, если все они обладали максимальной энергией k_0^{\max} и уносили ту же энергию, что и все реально излученные позитронии.

$$N_9^{\text{эфф}} = N_9 \frac{1}{L} \int_0^L e^{-x/\ell_0} dx = \quad /38/$$

$$= \frac{J_0}{\sigma_D} (1 - e^{-L/\ell_0}) \frac{1}{k_0^{\text{max}}} \int_{k_0^{\text{min}}}^{k_0^{\text{max}}} k_0 \frac{d\sigma^{\text{ат}}}{dk_0} dk_0.$$

По последней формуле и может быть вычислена интенсивность позитрониевого пучка. Однако при больших энергиях налетающего электрона $E \geq 0,1 \text{ ГэВ}$ хорошо работает более простая формула /42/, которая получается из /38/ следующим образом.

Радиационная длина вещества мишени X_0 ($X_0 = \rho L_0$, $[X_0] = \text{г/см}^2$) при $E \gg m$ связана с энергетическим спектром тормозного излучения фотонов $d\sigma^{\text{бр}}/dk_0$ соотношением

$$\frac{1}{X_0} = \frac{N_A}{A} \frac{1}{E} \int k_0 \frac{d\sigma^{\text{бр}}}{dk_0} dk_0. \quad /39/$$

В рассматриваемой области E величина $k_0 d\sigma^{\text{бр}}/dk_0$ является медленно меняющейся функцией /этот факт мы иллюстрируем на рис. 7/, поэтому для X_0 можно написать приближенное выражение

$$\frac{1}{X_0} \approx \frac{N_A}{A} \left(k_0 \frac{d\sigma^{\text{бр}}}{dk_0} \right). \quad /40/$$

Из формул /26/, /27/, /38/ и /40/ находим

$$N_9^{\text{эфф}} \approx c J_0 \frac{A}{\sigma_D N_A X_0} (1 - e^{-L/\ell_0}) \frac{1}{k_0^{\text{max}}} \int_{k_0^{\text{min}}}^{k_0^{\text{max}}} R(k_0) dk_0. \quad /41/$$

С учетом /33/ из формулы /41/ при $L \approx 4-5\ell_0$ получаем

$$N_9^{\text{эфф}} \approx \frac{c J_0 A}{4\sigma_D N_A X_0}. \quad /42/$$

Из последней формулы видно, что $N_9^{\text{эфф}}$ пропорционально $X_0^{-1} Z^{-1/3}$, т.к. для большинства элементов $Z/A \approx 1/2$. Таким образом, для генерации интенсивных пучков позитрониев наиболее выгодны мишени с малой радиационной длиной /в г/см^2 /.

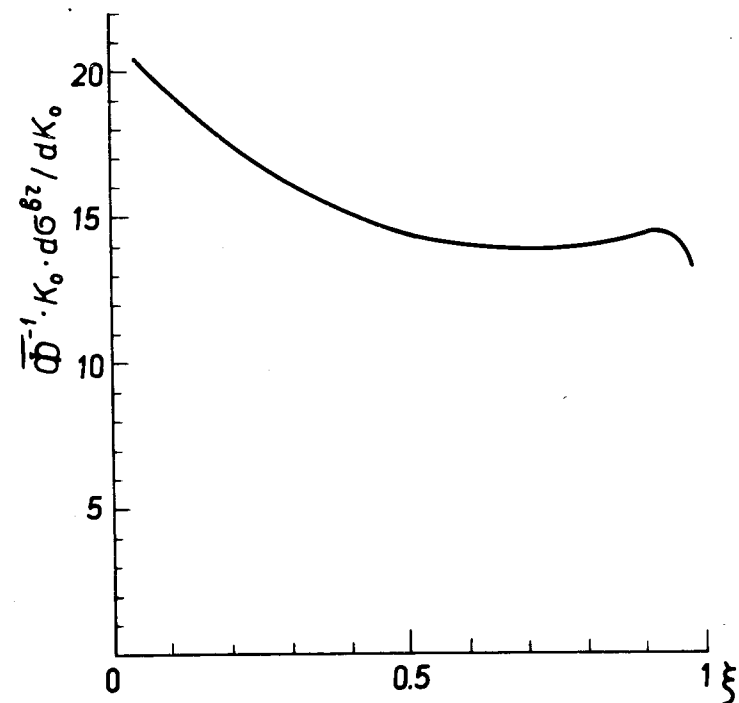


Рис. 7. Зависимость $\phi^{-1} k_0 d\sigma^{\text{бр}}/dk_0$ от ξ для вольфрама при $E = 1 \text{ ГэВ}$.

Интересно отметить, что вычисленная по формуле /39/ радиационная длина X_0 согласуется с данными для X_0 из таблицы радиационных свойств веществ. В табл. 1

Таблица 1

Сравнение радиационных длин для различных элементов

Элемент	H	Fe	W
Табличное значение X_0	62,8	13,9	6,8
Значение, полученное в данной работе	60,8	13,5	6,1

дано сравнение значений величины X_0 , полученных по формуле /39/ при $E = 1 \text{ ГэВ}$, с табличными значениями X_0 для водорода, железа и вольфрама.

Это согласие служит оправданием приближения одnofотонного обмена /рис. 1/, использованного при расчете сечения процесса /10/.

4. Вычислим теперь интенсивности позитрониевых пучков, которые могут быть получены на существующих электронных ускорителях.

С учетом определения /34/ запишем формулу /38/ в следующем виде:

$$N_{\text{пф}}^{\text{пф}} = J_0 \frac{c \phi}{\sigma_D} (1 - e^{-l/l_0}) \frac{1}{k_0^{\text{max}} k_0^{\text{min}}} \int_{k_0^{\text{min}}}^{k_0^{\text{max}}} k_0 \frac{d\bar{\sigma}^{\text{ат}}}{dk_0} dk_0. \quad /43/$$

Приведем таблицу значений интеграла

$$I = \frac{1}{k_0^{\text{max}} k_0^{\text{min}}} \int_{k_0^{\text{min}}}^{k_0^{\text{max}}} k_0 \frac{d\bar{\sigma}^{\text{ат}}}{dk_0} dk_0 \quad /44/$$

при различных энергиях начального электрона E /табл.2/.

Таблица 2

Численные значения величины I при различных энергиях начального электрона E

$E/\text{МэВ}/$	2	3	5	10	10^2	10^3	10^4
I	0,044	0,16	0,49	0,94	2,7	3,7	3,9

Тот факт, что для получения позитрониевого пучка описанным способом достаточно использовать тонкие мишени $\sim 1 \text{ мк}$, позволяет осуществить постановку эксперимента на электронных кольцевых ускорителях, используя многократное прохождение пучка через ми-

шень. Так, например, при энергии электронов 1 ГэВ и при интенсивности электронного кольцевого ускорителя 10^{13} с^{-1} по формуле /43/ получаем, что на вольфрамовой мишени толщиной 1 мк будет образовываться 17 атомов/ч .

На линейных ускорителях могут быть получены существенно большие интенсивности позитрониевого пучка. Так, например, при энергии электронов 10 МэВ и интенсивности $J_0 = 6 \cdot 10^{16} \text{ 1/с}$ /это соответствует току 10 мА / из формулы /43/ и табл. 2 получаем, что на таком линейном ускорителе будет образовываться 7 атомов/с .

Отметим еще, что пучок позитрониев, полученный как на кольцевых, так и на линейных ускорителях, будет характеризоваться довольно малым угловым расхождением /тем меньшим, чем больше энергия электронов E /. Такая "карандашная" форма пучка позитрониев существенно упрощает постановку экспериментов с релятивистскими позитрониями.

Авторы благодарят Г.В.Мицельмахера и Н.М.Шумейко за полезные обсуждения некоторых вопросов.

Литература

1. I.L.Uretsky, T.R.Palfrey. *Phys.Rev.*, 121, 1798, 1961.
2. С.М.Биленький, Нгуен Ван Хьеу, Л.Л.Неменов, Ф.Г.Ткебучава. *ЯФ*, 10, 812, 1969.
3. Г.В.Меледин, В.Г.Сербо, А.К.Сливков. *Письма ЖЭТФ*, 13, 98, 1971.
4. Л.Л.Неменов. *ЯФ*, 15, 1047, 1972.
5. О.Э.Горчаков, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов. *Препринт ОИЯИ, P1-9516*, Дубна, 1975.
6. Л.Л.Неменов. *Препринт ОИЯИ, P1-9145*, Дубна, 1975.
7. С.М.Биленький. *Введение в диаграммную технику Фейнмана*. М., Атомиздат, 1971, стр. 189.
8. А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин. *Сообщение ОИЯИ, P2-9587*, Дубна, 1976.
9. Л.С.Дульян, А.М.Коцинян, Р.Н.Фаустов. *Препринт ОИЯИ, P2-9562*, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 февраля 1976 года.