

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3734/82

9/8-82

P15-82-320

В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов, В.С.Роганов,
Н.И.Холодов, М.В.Фронтасьева

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ПАРЦИАЛЬНЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ
АТОМНОГО ЗАХВАТА МЮОНОВ
ПО ВРЕМЕНИ ИХ ЖИЗНИ В МЕЗОАТОМАХ

1982

В последние годы относительная вероятность атомного захвата мюонов экспериментально исследовалась во многих работах /см., например, /1/ /, и интерес к этой проблеме возрастает. Однако в настоящее время в литературе отсутствует подробное описание методов получения конечных результатов из аппаратурных данных.

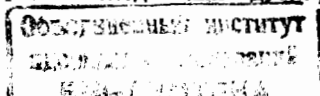
В данном сообщении описан процесс обработки аппаратурных данных по временному распределению электронов μ^-e^- -распада при определении относительной вероятности атомного захвата мюонов и проведен анализ источников ошибок конечных результатов. Анализ проводится с использованием установки, описанной в /2/.

Для ясности вкратце рассмотрим физические основы методов определения относительной вероятности атомного захвата мюонов в сложных мишенях.

Методы нахождения относительной вероятности захвата мюонов в сложных мишенях основываются на следующих физических процессах.

1/ Замедлившиеся мюоны вначале захватываются на высоковозбужденные уровни атома и затем совершают каскадные переходы в $1S$ -состояние. Начиная с определенного уровня каждый переход сопровождается излучением мезорентгеновского γ -кванта. Следовательно, при захвате атомом каждого мезона обязательно излучаются мезорентгеновские кванты, соответствующие переходу в $1S$ -состояние /К-серия/. Таким образом, интенсивность К-серии мезорентгеновского излучения пропорциональна количеству мюонов, захватившихся атомами мишени. Энергетический спектр мезорентгеновского излучения зависит от заряда Z ядра атома, т.е. спектры мезорентгеновских γ -квантов разных типов атомов отличаются друг от друга. Измеряя энергетический спектр мезорентгеновского излучения, можно определить интенсивности К-серии для каждого типа атомов и тем самым - долю мюонов, захватившихся компонентами сложной мишени.

2/ Мюоны, достигшие К-оболочки атома, либо захватываются ядром, либо распадаются с испусканием высокоэнергетических электронов. Время жизни мюона в $1S$ -состоянии мезоатома зависит от Z атома, и соответственно временное распределение электронов μ^-e^- -распада, подчиняющееся экспоненциальному закону для атомов с данным Z , характеризуется определенной постоянной. Это обстоятельство позволяет в сложных мишенях выделить вклады

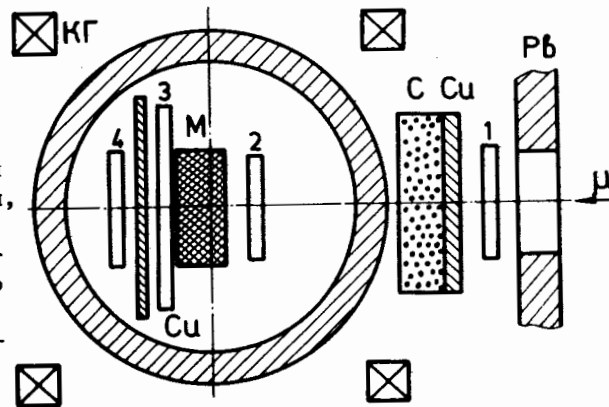


электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада из $1S$ -состояния различных атомов. Поскольку количество распадов мюонов в $1S$ -состоянии атома пропорционально количеству захватившихся мюонов, то по счету электронов распада можно определить парциальные вероятности атомного захвата мюонов в многокомпонентных мишенях. Парциальные вероятности атомного захвата мюонов можно определить и по выходу продуктов из реакции поглощения мюонов ядрами. Однако этот путь не нашел широкого применения, поскольку эффективность регистрации нейтронов - основного продукта реакции - невысокая и заранее неизвестен выход нейтронов на акт ядерного захвата мюонов при данном Z .

Каждый из рассмотренных путей определения вероятности захвата мюонов имеет свои недостатки и преимущества. Например, энергия мезорентгеновского излучения для легких элементов такова, что значительная часть квантов поглощается самой мишенью /учет этого обстоятельства требует введения существенной поправки/. Эффективность детекторов $Ge(Li)$, применяемых для регистрации γ -квантов, с увеличением энергии сильно падает и в области энергии K -серии мезорентгеновского излучения атомов с большими Z не превышает 1%. Требуется точное определение зависимости эффективности детектора от энергии γ -квантов. Площади $Ge(Li)$ детекторов небольшие /от нескольких cm^2 до десятков cm^2 /, и соответственно телесный угол регистрации γ -квантов в реальных экспериментах невелик. В случае измерений по электронам $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада разделение вкладов элементов с близкими временами жизни мюонов в $1S$ -состоянии становится сложным. В целом эти способы взаимно дополняют друг друга и позволяют определить вероятность атомного захвата мюонов в сложных мишенях в широком диапазоне Z .

На рис.1 представлено расположение аппаратуры /2/ на пучке мюонов для измерения временного распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада, отражающее особенности аналогичных установок. Счетчики 1,2,3,4 изготовлены из пластических сцинтилляторов. Совпадение сигналов 12 /23/ определяет количество и момент остановок мюонов в мишени и служит "стартовым" сигналом для преобразователя время-код /либо время-амплитуда/. "Стоп-сигналом" для преобразователя является совпадение 34/23/, которое соответствует регистрации электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада после остановки мюона. Таким образом измеряется интервал времени между событиями остановки мюона в мишени и его распадом. Фильтр между счетчиками 1 и 2 используется для торможения мюонов и достижения максимального количества остановок при данной толщине мишени. Медные пластины между счетчиками 3 и 4 электронного телескопа создают физический порог, предотвращающий регистрацию γ -квантов от ядерного мю-захвата в мишени. Кольца Гельмгольца необходимы для создания поперечного относительно направления спина мюона

Рис.1. Расположение аппаратуры на пучке мюонов. 1,2,3,4 - сцинтилляционные счетчики, С и Cu - углеродный и медный фильтры-замедлители, КГ - кольца Гельмгольца для получения продольного и поперечного поля соответственно, М - мишень.



магнитного поля, что позволяет по ларморовой прецессии спина определить асимметрию углового распределения электронов распада. Последнее необходимо для правильного нахождения вероятности атомного захвата мюонов по временному спектру электронов распада.

В случае, когда мишень состоит из элементов с Z_1 и Z_2 ($Z_{1m}Z_{2n}$), аппаратный временной спектр электронов распада имеет следующий общий вид /направление спина мюона, падающего на мишень, противоположно направлению импульса/ при данной геометрии опыта:

$$N_e(t_1) = N_{e1} e^{-\Lambda_1 t_1} \cdot (1 + a_1 \cos \theta_1) + N_{e2} \cdot e^{-\Lambda_2 t_1} (1 + a_2 \cos \theta_2) + \Phi(t_1) + C, \quad /1/$$

где $N_e(t_1)$ - число электронов, зарегистрированных в i -том канале анализатора; t_1 - время, отсчитываемое от "нуля" времени до середины i -того канала /нуль времени - нулевой канал - соответствует моменту остановки мюона в мишени/; $1/\Lambda_j$ - время жизни мюона в $1S$ -состоянии атома Z_j /3/; a_j - коэффициент асимметрии углового распределения электронов распада в атоме Z_j ; θ_j - угол между направлением вылета электрона, регистрируемого электронным телескопом /счетчики 3,4/, и направлением спина мюона в момент распада; $\theta_j = \omega_j t_1 + \delta_j$, ω_j - частота прецессии мюона в $1S$ -состоянии атома Z_j , $\omega_j = g_j H$, где g_j - гиромагнитное отношение, а H - величина магнитного поля, δ_j - начальная фаза прецессии; $\Phi(t_1)$ - вклады мюонов, остановившихся в счетчике 2 и стенках кюветы, используемой для упаковки мишени /остановки мюонов в счетчике 2 и стенках кюветы воспри-

нимаются регистрирующей аппаратурой как остановка мюонов в мишени; C - фон, не зависящий от времени; N_{e1}, N_{e2} - количество зарегистрированных электронов в "нулевом" канале, пропорциональное $N_{\mu}(Z_1), N_{\mu}(Z_2)$ - количеству мюонов, захватившихся соответственно атомами Z_1 и Z_2 .

$$N_{ej} = N_{\mu}(Z_j) \cdot \Omega_j \epsilon_j \frac{\Lambda_{dj}}{\Lambda_j} (1 - e^{-\Lambda_j \Delta t}), \quad /2/$$

$$N_{\mu}(Z_j) = N_{\mu} \cdot K \cdot W(Z_j),$$

$$j = 1, 2,$$

при $\Lambda \cdot \Delta t \ll 1$ множитель $\frac{\Lambda_{dj}}{\Lambda_j} (1 - e^{-\Lambda_j \Delta t})$ можно заменить на $\Lambda_{dj} \cdot \Delta t$.

В формуле /2/ N_{μ} - количество зарегистрированных остановок мюонов в мишени, включая остановки в стенках кюветы и счетчике 2; K - доля мюонов, остановившихся в мишени; Λ_{dj} - вероятность распада мюонов в 1S-состоянии атома Z_j ; $W(Z_j)$ - доля мюонов, захватившихся атомами Z_j ; Ω_j - телесный угол электронного телескопа относительно Z_j -атомов мишени с учетом распределения остановок мюонов в мишени /для гомогенной мишени Ω_j для разных j будут равны друг другу: $\Omega_j \equiv \Omega$ /, ϵ_j - эффективность регистрации электронов распада; Δt - ширина каналов временного анализатора.

В формулу /2/, по которой можно рассчитать $W(Z_j)$, кроме определяемых в эксперименте величин $N_{ej}, N_{\mu}, \Delta t, K$ и известных Λ_j, Λ_{jd} входят Ω и ϵ_j . Значения Ω и ϵ_j необходимо определить, исходя из конкретных условий эксперимента: места расположения и геометрических размеров мишени, распределения остановок мюонов по объему мишени, потерь /поглощения/ электронов в мишени, в счетчике 3, в поглотителе между счетчиками 3 и 4. Последнее обусловлено тем, что при $\mu^- \rightarrow e^-$ -распаде образующиеся электроны не моноэнергетические, а их спектр простирается в интервале $0 \leq E_e \leq E_{\max} / E_{\max} \approx 53 \text{ МэВ}$ / и энергетический спектр электронов зависит от Z_j . Однако в условиях плохой геометрии, когда мишень и счетчики протяженные и расстояние между мишенью и электронным телескопом меньше, чем их геометрические размеры, точное вычисление Ω становится сложным. Следует иметь в виду также, что телесный угол необходимо вычислять с учетом функции распределения остановок мюонов в мишени.

Эту сложность можно обойти двумя путями. Во-первых, на основе экспериментальных данных можно вычислить лишь отношение $W(Z_1)/W(Z_2)$, что в случае двухкомпонентных гомогенных мишеней позволяет определить $W(Z_1)$ и $W(Z_2)$ в отдельности, поскольку $W(Z_1) + W(Z_2) = 1$.

Из /2/ следует, что

$$\frac{W(Z_1)}{W(Z_2)} = \frac{N_{e1} \epsilon_2 \Lambda_{d2} \Lambda_1}{N_{e2} \epsilon_1 \Lambda_{d1} \Lambda_2} \cdot \frac{1 - e^{-\Lambda_2 \Delta t}}{1 - e^{-\Lambda_1 \Delta t}}. \quad /3/$$

Как видно, это отношение не зависит от Ω .

Второй путь состоит в сравнении количеств электронов, соответствующих распаду мюонов в 1S-состоянии атома Z_j , в исследуемой сложной мишени и в элементной мишени, состоящей из одного сорта атомов Z_j /метод мониторинга/. Метод мониторинга ранее применялся, например, в работах /4/. В элементной мишени все остановившиеся в ней мюоны захватываются атомами Z_j , и соответственно в формуле /2/ для этого случая $W(Z_j)$ тождественно равно единице. Тогда из этого сравнения для вероятности захвата мюонов атомами Z_j в сложной мишени получим:

$$W(Z_j) = \frac{N_{ej} N'_{\mu} K'}{N'_{e1} N_{\mu} K} \cdot \frac{\Omega'_j}{\Omega_j} \cdot \frac{\epsilon'_j}{\epsilon_j} \cdot \frac{1 - e^{-\Lambda_j \Delta t'}}{1 - e^{-\Lambda_j \Delta t}}. \quad /4/$$

Штрихом отмечены величины, относящиеся к элементной мишени. При $\Delta t = \Delta t'$ последний множитель равен 1. Таким образом, для вычисления по формуле /4/ необходимо знать отношение телесных углов.

Как видно, для определения $W(Z_1)/W(Z_2)$ по формуле /3/ не требуется вычисления телесных углов и измерений с элементными мишенями, что необходимо в методе мониторинга. Однако для $Z_j \geq 35$ относительная вероятность распада связанного мюона Λ_{dj}/Λ_j составляет несколько процентов. Соответственно ухудшается отношение эффект/фон, и для обеспечения нужной статистической точности требуется увеличение времени измерений с ростом Z_j . В случаях, когда условие $\Lambda_j \cdot \Delta t \ll 1$ не удовлетворяется, точность определения ухудшается еще из-за возможного дрейфа "нуля" временного канала аппаратуры. Поэтому для мишеней, имеющих компоненты с большими Z_j , предпочтительным становится метод мониторинга относительно легкой компоненты.

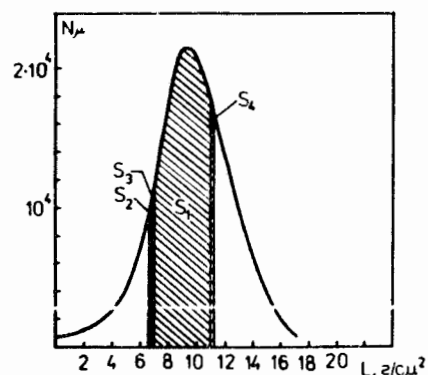
Рассмотрим, как определялись нами величины, необходимые для вычисления вероятности атомного захвата мюонов по формулам /3/ и /4/.

Непосредственно в эксперименте измеряются $\Delta t, N_{\mu}, N_e(t_1)$ и зависимость количества остановок мюонов в мишени от толщины замедлителя. Известно место расположения и толщина мишени, толщина стенок кювет, геометрические размеры мишени, такие параметры установки, как толщина счетчиков и медных пластин между счетчиками 3 и 4 и т.д.

Величина K вычисляется на основе пробегной кривой /кривая остановок мюонов/ и толщин мишени, счетчика 2 и стенки кювет для мишени. Тормозная способность сложных мишеней вычисляется

на основе среднего потенциала ионизации среды. Поскольку фильтр между счетчиками 1 и 2 выбирается так, чтобы в мишени получить максимальное количество остановок, счетчик 2 и стенки кюветы "вырезают" лишь "крылья" кривой остановок от мюонов. На рис.2 представлена зависимость количества остановок мюонов от толщины фильтра /кривая остановок/ для графитовой мишени толщиной 1 г/см². К определяется из рис.2 как отношение площадей $S_1 / (S_1 + S_2 + S_3 + S_4)$, где $S_1, S_2, S_3 + S_4$ - доля остановок мюонов в мишени, счетчике 2 и стенках кюветы соответственно. Для мишеней с толщиной, эквивалентной по тормозной способности 3÷7 г/см² графита, вычисленные значения К при толщине счетчика 2 равной 0,2 г/см² и стенках кювет 0,15 г/см² железа меняются от 0,88 до 0,96 /для пучков мюонов с импульсом 150 МэВ/с синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ/.

Рис.2. Зависимость интенсивности остановок мюонов от толщины графитового замедлителя. $S_1, S_2, S_3 + S_4$ соответствуют долям остановок мюонов в мишени, счетчике №2 и контейнере кюветы при толщине мишени 4 г/см².



Относительные значения телесных углов и N_e^{C4} -вклад счетчика определялись в калибровочных измерениях с элементными мишенями из Mg, Cu, Cd и Pb. При обработке данных для элементных мишеней на ЭВМ в формуле /1/ кроме постоянного по времени фона имеется два члена. Один соответствует электронам μ^-e^- -распада в мишени, а другой - в счетчике 2. Для указанных мишеней время жизни мюона в связанном состоянии отличается от его значения для углерода /счетчик/, и обработка на ЭВМ позволяет определить вклад электронов распада из счетчика N_e^{C4} и мишени N_{ej} в отдельности. Таким путем были получены кривые зависимости N_{ej} и N_e^{C4} от места расположения и толщины мишени. Ясно, что при данной толщине мишени изменение N_{ej} с изменением R /расстояние между счетчиком 3 и центром распределения остановок мюонов по толщине мишени/ отражает изменение телесного угла электронного телескопа относительно мишени с учетом распределения остановок мюонов. На рис.3 представлена зависи-

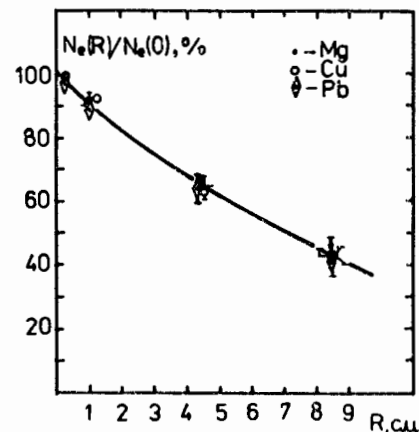


Рис.3. Зависимость счета электронов μ^-e^- -распада от места расположения мишени при постоянном значении количества остановок мюонов.

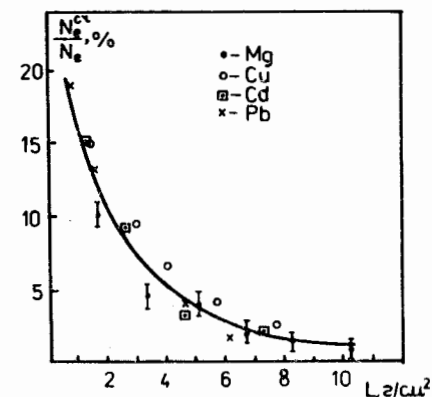


Рис.4. Зависимость N_e^{C4} -вклада электронов распада мюонов, остановившихся в счетчике №2, от толщины элементных мишеней.

мость N_{ej} от R для мишеней Mg, Cu и Pb. Толщина мишеней по пучку составляла 3,60; 4,93; 5,97 г/см², или в сантиметрах: 2,1; 0,55 и 0,50 соответственно для Mg, Cu и Pb. $N_{ej}(0)$ находились экстраполированием данных для каждой мишени к R = 0. Последнее не играет важной роли, поскольку необходимо определить лишь относительное изменение телесных углов.

Как видно из рис.3, данные для мишеней с разной толщиной /выражаемой в г/см²/ в пределах ошибки согласуются друг с другом. То есть отличие телесных углов для мишеней разной протяженности при постоянном R находится в рамках экспериментальных ошибок.

На рис.4 приведена зависимость N_e^{C4} -вклада электронов распада мюонов, остановившихся в счетчике 2 - от толщины элементных мишеней Mg, Cu, Cd, Pb. Толщины мишеней выражены в эквивалентных по тормозной способности толщинах графита. N_e^{C4} представлен по отношению к выходу электронов из мишени графита N_e . Как видно из рис.4, вклад электронов распада из счетчика при толщине мишени $\ell = 4$ г/см² составляет 5%.

Вклад электронов распада от мюонов, остановившихся в стенках контейнера, при необходимости определяется аналогично N_e^{C4} по данным измерений, в которых контейнер заполнялся веществом, не содержащим тяжелых элементов /например, вода, углеводороды, спирты и т.д./.

При определении эффективности регистрации электронов распада, первоначально вылетающих в направлении счетчиков 3 и 4, учитывается то, что часть электронов, теряя энергию в мишени, счетчике 3 и в меди, не доходит до счетчика 4. Очевидно, величина потери зависит от энергетического спектра электронов $\mu^- - e^-$ -распада, от толщины мишени, счетчика 3 и меди, находящейся между счетчиками 3 и 4. Спектр электронов $\mu^- - e^-$ -распада зависит от Z_j и вычислялся для каждого Z_j по аналитическому выражению из работы /5/. Порог регистрации электронов счетчиком 4 определялся по полным потерям энергии /радиационные и ионизационные потери/ для электронов /6/ и

$$\epsilon = \frac{\int_{E_{\text{порог}}}^{E_{\text{max}}} dE \cdot f(E, Z_j)}{\int_0^{E_{\text{max}}} f(E, Z_j) dE},$$

где $f(E, Z_j)$ - дифференциальный спектр электронов распада связанного мюона в веществе с Z_j .

Расчетные значения ϵ сравнивались с результатами измерений зависимости N_{e_j} от толщин элементных мишеней. При этом предполагалось, что изменение N_{e_j} при постоянном значении количества остановок мюонов и R обусловлено изменением порога регистрации. Результаты этих исследований показали, что для определения отношения эффективностей для мишеней с разными толщинами и Z_j можно пользоваться эмпирической зависимостью N_{e_j} от толщины элементных мишеней.

Веса мишеней, контейнера, счетчика 2 /тем самым их толщины/ определялись с точностью не хуже 0,5%, и соответствующими ошибками в K можно пренебречь. Ошибка K была обусловлена главным образом неточностью подбора толщины замедлителя $+0,3 \text{ г/см}^2$ и составляла не более $\pm 3\%$, т.е. для графитовой мишени $K = 0,95 \pm 0,03$.

При изменении R от 1,5 до 3 см изменение телесного угла составляет около 15% /см. рис.3/, с учетом ошибки определения R неточность равна $\pm 3\%$.

Точность определения $N_{e_j}^{\text{сч.}}/N_e$ по рис.4 с учетом разброса точек по абсолютной величине принималась равной $\pm 1\%$. В тех случаях, когда при обработке данных на ЭВМ вклад счетчика не отделялся от вклада компонент Z_j , в формулах /3/ и /4/ N_{e_j} необходимо заменить на $N_{e_j} - N_{e_j}^{\text{сч.}}$, что для мишени из графита составляло $N_e \cdot 0,95$. Однако в сложной мишени $Z_{1m} \cdot Z_{2m}$ вклад счетчика по отношению к Z_j -компоненте будет в $1/(W(Z_j))$ раз больше, чем для графита.

Поскольку пучки мюонов, получаемых на ускорителях с небольшими примесями других частиц, поляризованы ($P_\mu = 0,9$), при обработке экспериментальных данных необходимо учитывать асимметрию углового распределения электронов $\mu^- - e^-$ -распада. Максимальная ошибка в относительной вероятности атомного захвата мюонов

из-за пренебрежения асимметрией будет иметь место при геометрии опыта, сходной той, которая приведена на рис.1, когда $\cos \theta_j = 1$. Рассмотрим случай $H_1 = 0$ и $a_1 \neq 0, a_2 = 0$. Согласно формуле /1/ в пренебрежении a_1 вместо истинного значения N_{e1} будет получено $N'_{e1} = N_{e1} \cdot (1 \pm a_1)$. Соответственно величина $W(Z_1)/W(Z_2)$, определяемая по формуле /3/, будет отличаться от действительного значения в $(1 \pm a_1)$ раз. При наличии магнитного поля $H_1 \sim 1 \text{ Э/л}$ - составляющая магнитного поля Земли либо рассеянное поле от ускорителя/ ситуация не меняется. Действительно, частота прецессии квазисвободного спина мюона в таком поле равна $\omega = 8,55 \cdot 10^4 H_1 / \text{Э/рад/с} = 0,0855 \text{ рад/мкс}$. То есть за время измерения, которое обычно составляет не более 10 мкс, спин мюона повернется меньше чем на 0,85 рад. Следовательно, и в этом случае при любой ширине канала анализатора пренебрежение асимметрией приведет к отличию $W(Z_1)/W(Z_2)$ от действительного значения в $(1 \pm a_1)$ раз. Величина "а" для разных Z в зависимости от химического состава и физического состояния мишени изменяется от 0 до 5%.

Приведенные величины поправок, естественно, зависят от конкретных условий эксперимента и для других установок могут отличаться от рассмотренных выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольданский В.И. и др. ДАН СССР, 1973, 211, с.316; Евсеев В.С. и др. ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.53,55; Евсеев В.С. и др. Химия высоких энергий, 1980, 14, с.76; Suzuki T. et al. Phys.Lett., 1980, 95B, p.202.
2. Бабаев А.И. и др. ЖЭТФ, 1966, 50, с.877.
3. Балашов В.В. и др. Поглощение мезонов атомными ядрами. Атомиздат, М., 1978, с.170.
4. Echhause M. et al. Nuovo Cim., 1962, 24, p.667; Baijal J.S. et al. Nuovo Cim., 1963, 30, p.711; Зинов В.Г. и др. ЯФ, 1965, 2, с.859.
5. Johnson W.R. et al. Phys.Rev., 1961, 124, p.904.
6. В сб.: Studies in Penetration of Charged Particles in Matter. Nat.Acad.Sci., Washington, 1964, p.205.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1982 года.

Евсеев В.С. и др.

P15-82-320

Экспериментальное определение парциальных вероятностей атомного захвата мюонов по времени их жизни в мезоатомах

Рассмотрен метод определения парциальных вероятностей атомного захвата мюонов по временному распределению электронов μ^-e^- -распада связанного мюона в многокомпонентных мишенях. Приводятся данные калибровочных измерений для определения относительного значения телесного угла электронного телескопа при использовании разных мишеней в условиях "плохой" геометрии. Проводится анализ ошибок, обусловленных введением различных поправок.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Evseyev V.S. et al.

P15-82-320

Experimental Determination of Partial Probabilities for Atomic Capture of Muons through Their Lifetime in Mesonic Atoms

The paper considers a method of determination of partial probabilities for atomic capture of muons through the time distribution of electrons from μ^-e^- -decay of a bound muon in multicomponent targets. The paper includes the results of adjusting measurements for determination of values of the solid angle of the electronic telescope for different targets under the "bad" geometry conditions. The analysis of errors due to the introduction of various corrections is done.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.