

магн. поле (или в локальных магн. полях в веществе), образования мюония, его хим. реакций в веществе и т. д. На этой основе создан оригинальный метод изучения вещества и кинетич. явлений (т. н.  $\mu SR$ -метод), существенно дополняющий такие классич. методы, как ЯМР, ЭПР, нейтронография.

Согласно  $(V-A)$  теории, электроны (позитроны) от распадов  $M$ . должны обладать продольной поляризацией  $P_{e^+} = -P_{e^-} = v/c \approx 1$  [ $v$  — скорость  $e^-$  ( $e^+$ )]. Этот факт подтвержден экспериментально (с точностью  $\sim 6\%$ ). Проводились поиски поперечной поляризации  $e^+(e^-)$  в распаде  $M$ . Наличие такой поляризации свидетельствовало бы о примеси др. вариантов слабого взаимодействия, отличных от  $(V-A)$ . При этом обнаружение поляризации  $e^+(e^-)$ , перпендикулярной плоскости, в к-рой лежат спин  $M$ . и импульс  $e^+(e^-)$ , явилось бы доказательством нарушения  $T$ -инвариантности (см. *Обращение времени*). Эксперимент показывает отсутствие такой поляризации, устанавливая для неё верхний предел на уровне  $\sim 2\%$ .

$\mu^-$  захват. Захват  $\mu^-$  ядрами вещества является процессом, к-рой совместно с  $\mu$ -распадом определяет «время жизни» отрицательно заряженных  $M$ . в веществе. Попадая в конденсиров. вещество,  $\mu^-$  за времена порядка  $10^{-9}$  с тормозится до скоростей атомных электронов и захватываются ядрами на возбуждённые орбиты  $\mu$ -мезоатомов (см. *Мюонный атом*). Далее путём серии каскадных переходов за времена меньше  $10^{-11}$  с переходит на  $K$ -орбиту мезоатома. (В процессе этих переходов происходит за счёт спин-орбитального взаимодействия деполаризация первоначально поляризованных  $\mu^-$ , так что на  $K$ -орбите мезоатома поляризация  $\mu^-$  не превышает 15—20%.) Ядерный захват  $\mu^-$  происходит с  $K$ -орбиты мезоатома благодаря слабому взаимодействию, приводящему к реакции



на одном из протонов ядра. При этом процесс захвата  $\mu^-$  ядром может существенно отличаться от  $\mu$ -захвата свободным протоном (6) и требует рассмотрения коллективных возбуждений образующегося ядра. Реакции (6) соответствует элементарное слабое взаимодействие заряж. токов: лептонного ( $\mu\nu_{\mu}$ ) и кваркового ( $ud$ ), приводящее к превращению кварков внутри нуклонов:



Вероятность  $\mu$ -захвата лёгкими ядрами пропорциональна  $Z^4$  и при  $Z \approx 6$  сравнивается с вероятностью  $\mu$ -распада. Такая закономерность обусловлена тем, что вероятность  $\mu$ -захвата пропорциональна числу протонов в ядре ( $Z$ ) и значению квадрата модуля волновой ф-ции  $M$ ., находящегося на  $K$ -орбите, в точке нахождения ядра:  $|\psi(0)| = Z^3/\pi a_{\mu}^3$  (где  $a_{\mu} = \hbar^2/m_{\mu}e^2 = 2,5 \cdot 10^{-11}$  см — боровский радиус для  $M$ .). Указанное расстояние предполагает, что радиус  $K$ -орбиты мезоатома больше размеров ядра. Оно не применимо для  $Z \geq 30$ , когда радиус  $K$ -орбиты  $a_{\mu}/Z$  становится сравнимым с радиусом ядра. Для этих значений  $Z$  вероятность  $\mu$ -захвата слабо зависит от  $Z$ . Время жизни  $\mu^-$  в соответствующих веществах определяется в осн. вероятностью  $\mu$ -захвата и составляет  $\sim 10^{-7}$  с.

$M$ . на  $K$ -орбите мезоатома, ядро к-рого обладает отличным от нуля спином, может находиться в разл. состояниях сверхтонкой структуры, отвечающих разл. ориентации спина  $M$ . и ядра. Благодаря спиновой зависимости универсального слабого  $(V-A)$  взаимодействия вероятность  $\mu$ -захвата из разных состояний сверхтонкой структуры может сильно различаться. Так, для мезоатома водорода рн вероятность захвата из нижнего, синглетного состояния сверхтонкой структуры (отвечающего полному спину  $F=0$ ) составляет  $\Lambda_0(\rho_{\mu}) \approx 660$  с $^{-1}$ , в то время как вероятность захвата из триплетного состояния ( $F=1$ )  $\Lambda_1(\rho_{\mu}) \approx 12$  с $^{-1}$ . Изменяя экспериментально вероятности  $\mu$ -захвата из разл. состояний сверхтонкой структуры, можно по-

лучить ценные сведения о *формфакторах* слабого взаимодействия. В частности,  $\mu$ -захват предоставляет уникальную возможность измерения константы т. н. индуциров. псевдоскаляра ( $g_p$ ), величина к-рой предсказывается теорией частично сохраняющегося аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*). Полученные данные хорошо согласуются с теоретич. предсказаниями. Наиб. важные сведения (с точки зрения возможности их теоретич. интерпретации) получаются из экспериментов по  $\mu$ -захвату простейшими ядрами: протоном, дейтроном,  $He^3$ . Вместе с тем аксперим. изучение процесса  $\mu$ -захвата сложными ядрами даёт, напр., возможность выяснить важный вопрос о перенормировке константы  $g_p$  в ядерной материи. Следует отметить, что захвату  $M$ . в водороде и дейтерии предшествует стадия разнообразных мезомолекулярных процессов (переход в ниж. состояние сверхтонкой структуры, образование мезомолекул), увеличивающих в неск. раз вероятность  $\mu$ -захвата в этих веществах.

Элементарное слабое взаимодействие заряж. токов ( $\mu\nu_{\mu}$ ) и ( $ud$ ), ведущее к  $\mu$ -захвату, подробно изучено в нейтринных реакциях на водороде, дейтерии и сложных ядрах. Эти реакции сводятся к элементарным процессам  $\nu_{\mu} + d \rightarrow u + \mu^-$ ,  $\bar{\nu}_{\mu} + u \rightarrow d + \mu^+$ ,  $\bar{\nu}_{\mu} + d \rightarrow \bar{u} + \mu^+$  и используются для определения *структурных функций* кварков и антикварков.

Слабое взаимодействие мюонов с  $t$ -лептоном и тяжёлыми кварками. Помимо слабого взаимодействия заряж. тока ( $\mu\nu_{\mu}$ ) с токами ( $e\nu_e$ ) и ( $ud$ ) экспериментально изучены также процессы, вызываемые взаимодействием тока ( $\mu\nu_{\mu}$ ) с кварковыми токами ( $us$ ), ( $cs$ ), ( $cd$ ) и ( $cb$ ) [полулептонные (в ряде случаев — чисто лептонные) распады странных очарованных и красивых (прелестных) частиц, нейтринные реакции с искусственным  $M$ . и рождением странных и очарованных частиц]. Взаимодействие токов ( $\mu\nu_{\mu}$ ) и ( $\tau\nu_{\tau}$ ) проявляется в распадах  $t$ -лептона  $t^- \rightarrow \nu_{\mu}\mu^- \bar{\nu}_{\mu}$ ,  $t^+ \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}\mu^+ \nu_{\mu}$  и согласуется с теорией электрослабого взаимодействия.

#### Проникающая способность мюонов

$M$ . высокой энергии тормозятся в веществе за счёт эл.-магн. взаимодействия с электронами и ядрами вещества. До энергий  $10^{11}$ — $10^{12}$  эВ  $M$ . теряет энергию в осн. на ионизацию атомов среды [прибл.  $2M\text{эВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$  вещества, напр.  $\sim 1,5$  ГэВ на  $1/\text{м}$  пути, проходящего в железе]. Ср. пробег  $M$ . в этой области растёт пропорционально их энергии, а их угл. отклонение определяется многократным кулоновским рассеянием на ядрах вещества. Т. к.  $m_{\mu} \gg m_e$ , вероятность потери энергии  $M$ . в результате тормозного излучения или рождения пар  $e^+e^-$  значительно меньше, чем для электронов (указанные процессы, а также расщепление атомных ядер начинают играть доминирующую роль при энергиях  $M$ . выше  $10^{12}$  эВ, ограничивая дальнейший линейный рост длины пробега  $M$ . в веществе с увеличением энергии). Эти факторы вместе с отсутствием у  $M$ . сильного взаимодействия обуславливают высокую проникающую способность  $M$ . как по сравнению с адронами, так и по сравнению с электронами и  $\gamma$ -квантами. В результате  $M$ . космич. лучей не только легко проникают через атмосферу Земли, но и углубляются в грунт на значит. расстояния (в зависимости от их энергии). В подземных экспериментах  $M$ . космических лучей с энергией больше  $10^{12}$  эВ регистрируются на глубине неск. км.

Большая проникающая способность при высоких энергиях позволяет легко выделять  $M$ . экспериментально среди др. заряж. частиц по их способности проходить через толстые (в неск. м) фильтры (напр., из железа). Таким способом изучались каналы распадов  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\gamma/\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e \rightarrow \mu^+\mu^-$  и др.

Лит.: Muon physics, ed. by V. W. Hughes, C. S. Wu, v. 1—3, N. Y.—La. O. J., 1975; Вайсенберг А. О., Мю-мезон, М., 1964; Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрам-