

ПРЕДЛОЖЕНИЕ И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ТОЧНОМУ ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЮОНА И КОНСТАНТЫ ФЕРМИ

© 2023 г. А. М. Бакаляров¹⁾, А. И. Климов¹⁾,
И. Н. Мачулин¹⁾, Е. А. Мелешко¹⁾, В. И. Селиванов^{1)*}

Поступила в редакцию 08.11.2022 г.; после доработки 08.11.2022 г.; принята к публикации 26.12.2022 г.

Предложен эксперимент по рекордному по точности измерению мировой константы Ферми G_F при распаде положительного мюона. Выполнен анализ всех систематических ошибок. Разработана и проверена программа “Fast Program” (FP), использующая данные GEANT и работающая в ≈ 1500 раз быстрее. Набрано 10^{14} событий при двух вариантах отбора событий. Получена точность 0.46 пс для времени жизни мюона и 0.1×10^{-6} для величины G_F с учетом всех систематических ошибок. Точность теоретических расчетов G_F — 0.14×10^{-6} в рамках Стандартной модели взаимодействий элементарных частиц.

DOI: 10.31857/S0044002723040062, EDN: EGDRHT

1. ВВЕДЕНИЕ

Мировая константа G_F описывает распады элементарных частиц и ядер в слабом секторе Стандартной модели. В [1] в качестве мировой постоянной приводится именно экспериментальное значение G_F , поскольку оно не зависит от теоретической модели физики элементарных частиц. В настоящее время точность экспериментальной величины $\sigma(G_F)/G_F = 0.5 \times 10^{-6}$ [2]. Эксперименты по измерению G_F при распаде мюона выполнялись 7 раз с 1973 по 2013 г. с точностью $\sigma(G_F)/G_F = 68 \times 10^{-6}$ (1973 г.) и 0.5×10^{-6} (2013 г.) [1]. Погрешность теоретического значения G_F в рамках Стандартной модели взаимодействий элементарных частиц составляет 0.14×10^{-6} [3]. Разница между ними находится в пределах ошибок. Наиболее точно величина G_F может быть измерена при распаде мюона [3]:

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} (1 + \Delta q).$$

Здесь $\tau_\mu \approx 2.2$ мкс — время жизни мюона, Δq описывает поправку из-за конечной массы электрона и радиационные поправки из-за четырехфермионного взаимодействия в пределе $m_\mu \ll M_w$. Таким образом, дальнейшее улучшение точности экспериментальной величины G_F позволяет проверить справедливость Стандартной модели, например, унитарность матрицы Cabibbo–Kobayashi–

Maskawa (СКМ) [4], которая определяет силу смешивания в кварковом секторе и является источником нарушения CP -инвариантности. СКМ, в частности, играет важную роль в попытках объяснить преобладание материи над антиматерией во Вселенной. Во-вторых, это, конечно, будет способствовать улучшению точности теоретических расчетов. В настоящей работе предложена и анализируется экспериментальная установка для рекордного по точности измерения G_F . Показано, что можно достичь точности 0.10×10^{-6} .

2. ДЕТЕКТОР

В эксперименте необходимо набрать $\approx 10^{14}$ $\mu^+ \rightarrow e^+$ распадов за разумное время 10^7 с ≈ 116 дней, чтобы улучшить существующую точность времени жизни мюона $\sigma(\tau_\mu) = 2.2$ пс (набрано 2×10^{12} событий, [2]). Для этого требуется интенсивность мюонного пучка $\geq 10^7$ μ^+ /с. Интенсивность пучка “поверхностных мюонов” в институте Пауля Шеррера (PSI, Швейцария) достигает 1.5×10^8 μ^+ /с [3]. “Поверхностные мюоны” образуются из пионов, летящих с поверхности мишени протонного ускорителя, и временная структура пучка обеспечивает практически не зависящий от времени поток событий (статистика Пуассона). “Поверхностные мюоны” имеют кинетическую энергию $E_\mu = 4.12$ МэВ и длину трека ≈ 1.4 мм в пластиковом сцинтилляторе. Интенсивность 10^7 μ^+ /с требует разделения детектора на множество независимых частей, поскольку среднее время между мюонами равно 0.1 мкс и в

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: selivanov@akado.ru, Selivanov_VI@nrcki.ru

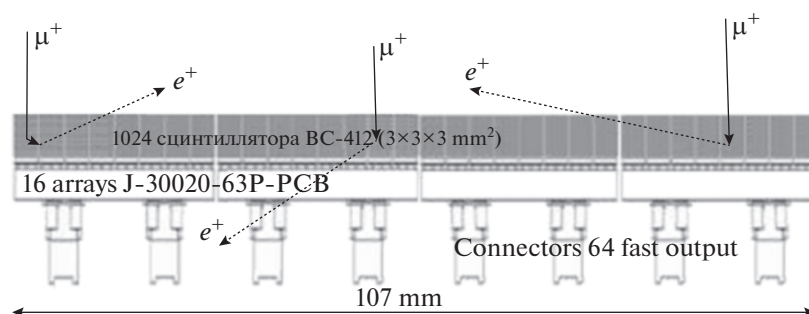


Рис. 1. Рисунок детектора, вид сбоку.

течение 20 мкс наблюдения $\mu^+ \rightarrow e^+$ распадов в одном детекторе оказываются 200 мюонов и 200 позитронов распада. В этих условиях практически невозможно найти позитрон от родившего именно его мюона. Кроме того, фон распадов от других мюонов как минимум в 200 раз превышает эффект. Предлагаемый детектор состоит из 1024 независимых элементов (детектор в работе [2] состоял из 170 элементов). Это приводит к среднему времени между двумя мюонами в одном детекторе ≈ 100 мкс, к вероятности 0.2 регистрации двух мюонов или позитронов в интервале наблюдения 20 мкс и к низкой вероятности регистрации двух позитронов в нашем интервале мертвого времени 20 нс ($\approx 2 \times 10^{-4}$). Последняя величина не зависит от времени после распада мюона. В работе [2] эта вероятность была равна 10^{-3} в начале времени регистрации и 10^{-7} в конце [5]. При оптимизации конструкции детектора учитывались различные факторы: относительная вероятность диффузии мюона в соседний сцинтиллятор, амплитудное разделение сигналов мюона и позитрона, мертвое время кремниевого фотоумножителя (SiPM). Предлагаемая экспериментальная установка изображена на рис. 1. Сцинтилляторы (элементы) разделены майларом толщиной 6 мкм, покрытым с обеих сторон алюминием. Мюоны пучка с импульсом $p_\mu \approx 28.8$ МэВ/с и с разбросом 2% останавливаются на глубине 1.4 мм сцинтиллятора BC-412. В большинстве случаев сигналы от частиц $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада поступают от одного элемента. Небольшой процент позитронов исходит из соседнего элемента из-за диффузии медленного мюона, как это изображено для мюона слева на рисунке. Значительная часть позитронов регистрируется в нескольких элементах из-за углового распределения позитронов распада, как это изображено для мюона справа на рисунке. Полный детектор содержит 1024 сцинтиллятора размером $3 \times 3 \times 3$ мм³, $4 \times 4 = 16$ матриц кремниевых фотоумножителей (SiPM) “ArrayJ-30020-64P-PCB”. Каждая матрица содержит $8 \times 8 =$

$= 64$ ячейки SiPM с размерами 3×3 мм² каждая. Размеры детектора — 107×107 мм².

Создание установки стало возможно после разработки технологии массового производства кремниевых фотоумножителей SiPM (например, [6]), которые позволяют создавать компактные детекторы с высоким быстродействием и с высокой вероятностью регистрации сцинтилляционных фотонов. На рис. 2 приведены распределения амплитуд сигналов с SiPM в предположении переднего фронта $\tau_r = 2$ нс и заднего фронта $\tau_d = 4$ нс. В этом случае

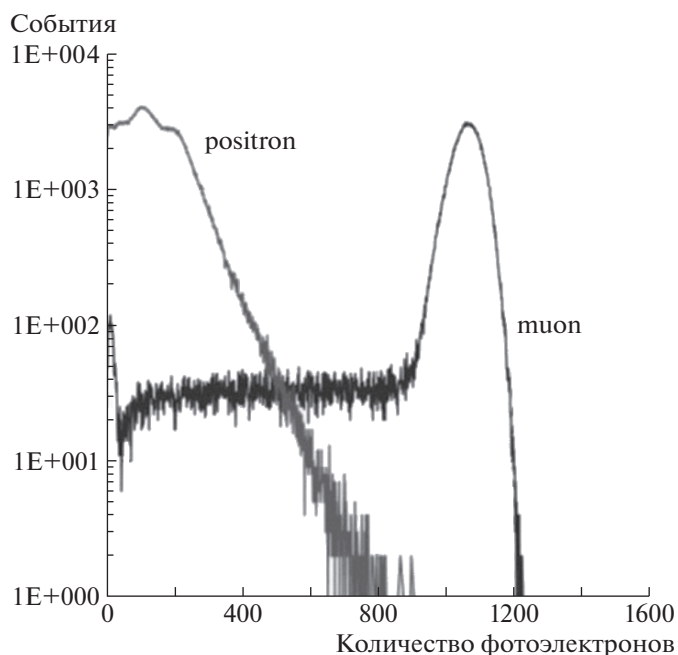


Рис. 2. Спектры средней амплитуды сигналов в фотоэлектронах (ф.э.) от всех сцинтилляторов на выходе кремниевых фотоумножителей при интенсивности 10^7 с⁻¹ $\mu^+ \rightarrow e^+$ распадов в полной сборке из $32 \times 32 = 1024$ кристалла. Размеры каждого сцинтиллятора $3 \times 3 \times 3$ мм³. Спектры сигналов для сборок из 3×3 и 32×32 кристаллов практически идентичны. Импульс мюонов в пучке 28.8 МэВ/с с разбросом 2%.

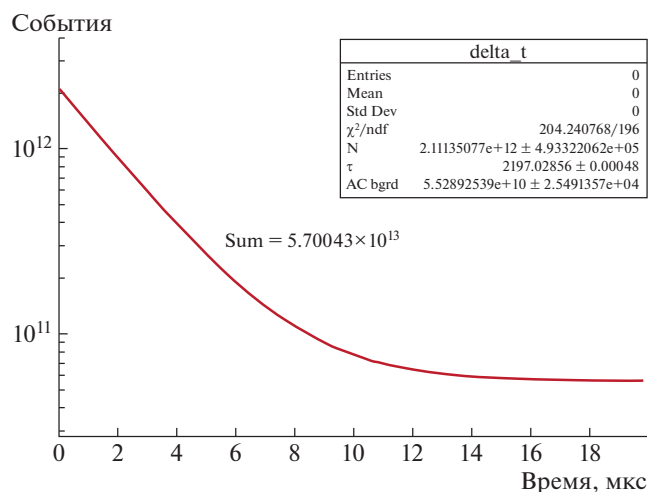


Рис. 4. Временной спектр позитронов при распаде мюона в диапазоне (0–20) мкс для 10^{14} событий. Сборка 3×3 сцинтиллятора. Программа FP (см. разд. 3.2). При моделировании статистики 10^{14} событий получено $\sigma(\tau_\mu) = 0.48$ пс для варианта отбора все_μ + все_e с антисовпадениями. При фитировании была задана величина $\tau_0 = 2197.03$ нс.

следящим порогом (CFD) для отбора сигнала от мюона (μ^+) и позитрона (e^+), а также на преобразователь заряда — код (QDC) для сигнала мюона. Используя модули QDC, можно стабилизировать усиление детектора для μ^+ - и e^+ -сигналов в течение всего периода измерения по вершине распределения числа фотоэлектронов от мюонов (рис. 2). Есть несколько причин нестабильности — уменьшение сигнала из-за радиационных повреждений сцинтиллятора и/или SiPM-детекторов, изменение амплитуды при изменении окружающей температуры и пр. Далее сигналы подаются на преобразователи время—код (TDC). Модуль V1290A/B-2eSST представляет собой 128/64 канальный TDC с шириной канала 0.1–0.8 нс, диапазоном измерения 104 мкс, мертвым временем 5 нс для парных импульсов и выходным буфером 32 кбита $\times$ 32 бита для регистрации частиц в интервале наблюдений. TDC позволяет эффективно записывать события при непрерывной передаче данных. Спектр сигналов QDC обрабатывается и используется (посылается на блок питания “Power Supply”) для изменения напряжения на SiPM и, таким образом, юстировки коэффициента усиления SiPM-детекторов. Равноценная альтернатива — регулировка порогов CFD-дифференциальных дискриминаторов SiPM (“Setting Thresholds”).

3. МОНТЕ-КАРЛО

Предложенный детектор (рис. 1) анализировался с помощью программ GEANT4 (например, [9]) и

последнего варианта GEANT3. Электромагнитные процессы анализировались с точностью 1 кэВ для GEANT4 и 10 кэВ для GEANT3. Обе программы давали идентичные результаты. Была показана идентичность результатов GEANT для 1024 и 9 элементов при статистике 10^9 событий. Это позволило набрать за разумное время достаточную для анализа статистику для сборки из 3×3 на GEANT и необходимую статистику 10^{14} событий на “Fast Program” (FP, см. ниже) за 80 сут вместо 516 для сборки 32×32 .

3.1. Выбор интенсивности пучка, интервала наблюдения и критерия отбора событий

Выполнен анализ зависимости ошибки измерения времени жизни мюона $\sigma(\tau_\mu)$ от условий наблюдения. Были рассмотрены при различных интенсивностях варианты анализа при выборе в интервале наблюдения одного события: 1_μ и/или 1_e, или всех событий: все_μ и/или все_e, а также варианты есть/нет антисовпадения между соседними элементами. 1_μ + все_e, например, соответствует отбору события только с одним мюоном и со всеми позитронами в интервале (–30–+30) мкс от времени выбранного мюона. Все_μ + все_e соответствует отбору всех событий в интервале (0–20) мкс от времени выбранного мюона. В табл. 1 приведены результаты этого анализа. Из таблицы видно, что величина σ_μ увеличивается с ростом интенсивности пучка, по-видимому, из-за увеличения фона B. Реально были выполнены расчеты также при интенсивностях $I_\mu = (1.62, 1.89 \text{ и } 2.27) \times 10^7 \mu^+/\text{с}$. Все параметры плавно изменяются от значений при $1.26 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ до значений при $2.84 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Выполнен анализ при отборе событий без антисовпадений между соседними элементами и с антисовпадениями. Эти случаи различаются из-за позитронов, регистрируемых в нескольких элементах и диффузии мюона в соседний элемент (см. рис. 1). Результаты приведены в табл. 2.

На основе анализа результатов табл. 2 для моделирования статистики 10^{14} событий были выбраны два варианта — худший (все_μ + все_e с антисовпадениями) и удовлетворительный по точности — 1_μ + все_e без антисовпадений.

Сравнение величины ошибки времени жизни мюона $\sigma(\tau_\mu)$ показывает ее уменьшение на 8% при увеличении времени регистрации от 20 до 30 мкс. Далее эта ошибка неизменна вплоть до времени регистрации 120 мкс.

Таблица 1. Результаты фитирования GEANT4 сборки 3×3 кристаллов при статистике 10^9 и различных интенсивностях пучка мюонов I_μ для 1024 кристаллов при различных критериях отбора событий и при наличии антисовпадений между соседними элементами (установка регистрирует все события (нет мертвого времени); формула фитирования — $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) + B$; значения χ^2 лежат в естественных пределах для всех вариантов)

Интенсивность пучка I_μ , 10^7 с^{-1}	Отбор при $(-20-+20)$ мкс	$\Delta\tau_\mu$, пс	σ_μ , пс	$\Delta\tau/\sigma$	N_0/B
1.26	$1_\mu + 1_e$	444	126	-3.5	239
	$1_\mu + \text{все}_e$	37	133	0.3	70
	$\text{все}_\mu + \text{все}_e$	41	138	0.3	27
2.84	$1_\mu + 1_e$	972	163	6.0	108
	$1_\mu + \text{все}_e$	39	166	0.24	32
	$\text{все}_\mu + \text{все}_e$	118	161	0.73	12

На рис. 4, 5 представлены результаты фитирования статистики 10^{14} событий для вариантов $1_\mu + \text{все}_e$ и $\text{все}_\mu + \text{все}_e$. Интенсивность пучка

была равна $10^7 \mu^+/\text{с}$ на полный детектор из 1024 элементов.

3.2. Программа “Fast Program” (FP)

Таблица 2. Результаты фитирования GEANT4 сборки 3×3 кристаллов при статистике 10^9 событий, интенсивности пучка мюонов 10^7 с^{-1} на 1024 кристалла при различных критериях отбора событий (“отбор” соответствует количеству частиц в интервале $(-20-+20)$ мкс, но $(0-+20)$ мкс для $\text{все}_\mu + \text{все}_e$; установка регистрирует все события (нет мертвого времени); формула фитирования — $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) + B$; значения χ^2 лежат в естественных пределах для всех вариантов)

Нет антисовпадений между кристаллами			
Отбор	$1_\mu + 1_e$	$1_\mu + \text{все}_e$	$\text{все}_\mu + \text{все}_e$
$\sigma(\tau_\mu)$, мкс	0.127	0.134	0.139
N_0/B	234	70	28
Антисовпадения 2 нс между кристаллами			
$\sigma(\tau_\mu)$, мкс	0.138	0.141	0.154
N_0/B	368	175	36

Таблица 3. {1} — максимальное мертвое время для регистрации второго сигнала, {2} — максимальное время $t_2 - t_1$ между сигналами в паре для обеспечения сдвига второго сигнала ≤ 1 пс; передний фронт сигнала $\tau_r = 2$ нс и задний $\tau_d = 4$ нс; позитрон — (70–800) ф.э., мюон — (801–1200) ф.э.

Частицы в паре	$\mu-\mu$	$\mu-e$	$e-\mu$	$e-e$
{1}, нс	8	25	8	17
{2}, нс	15	45	15	30

Для набора статистики 10^{14} с помощью пакетов GEANT потребовалось бы при работе на 16 процессорах порядка 100 лет. Однако для розыгрыша всего процесса во времени нет необходимости использовать полное моделирование всех процессов. Развертка по времени могла быть смоделирована с помощью отдельной программы, которая не обязательно должна была разыгрывать все физические процессы, но в ней должен был присутствовать целый набор (пакет) вероятностей, который уже определялся с помощью комплексов GEANT на разумной статистике (10^9-10^{10} событий) без развертывания всего процесса во времени. Пакет вероятностей определялся при условии, что если происходит регистрация любых частиц в разных детекторах в пределах 2 нс, то такие события выбрасываются. Это существенно облегчает формирование пакета вероятностей, так как каждый детектор при некоторой потере эффективности регистрации практически был независим от других детекторов. Для каждого мюона, зарегистрированного в любом из детекторов, выбирались события только с одним позитроном в сборке. В этот пакет вероятностей входит вероятность того, что для всей сборки был обязательно зарегистрирован и мюон, и позитрон. При этом для каждого детектора, где зарегистрирован мюон, дается вероятность, где будет зарегистрирован позитрон (в большинстве случаев это тот же самый детектор). Учитывались также вероятности, что в сборке регистрируется мюон, а позитрон не регистрируется и, наоборот, мюон не регистрируется, а позитрон регистрируется. Во втором случае дается вероятность зарегистрироваться позитрону в каждом из детекторов. Кроме

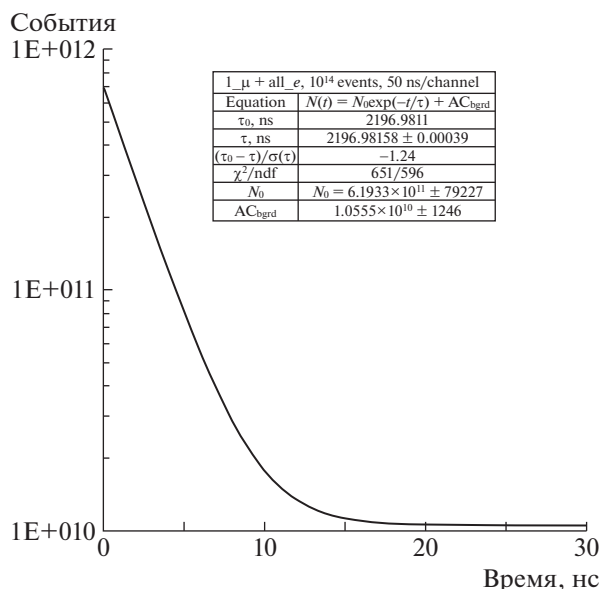


Рис. 5. Временной спектр позитронов при распаде мюона в диапазоне (0–+30) мкс для 10^{14} зарегистрированных событий. Сборка 3 × 3 сцинтиллятора. Программа FP (см. разд. 3.2). При моделировании статистики 10^{14} событий получено $\sigma(\tau_\mu) = 0.39$ пс для варианта 1_μ + все_e. Интервал (–30–+30) мкс без антисовпадений. При фитировании была задана величина $\tau_0 = 2196.9811$ нс.

вышеизложенного учитывается также вероятность того, что мюон будет зарегистрирован как позитрон и наоборот, а также вероятность того, что в сборке не будет зарегистрированных частиц и т.д. Выбор сборки 3 × 3 был обусловлен еще и тем, что это минимальная сборка, которая адекватно отражает реальную картину событий, и пакет вероятностей для нее сформировать гораздо проще, чем для сборки 32 × 32. Более того, дополнительные детекторы заметно замедляют работу быстрой программы (общее увеличение переборов в циклах, переборы при определении времени совпадений как в разных детекторах, так и при определении событий с мертвым временем). Это не позволило бы нам набрать нужную статистику в заданный срок. Набор статистики 10^{14} распадов занимает 80 суток для сборки 3 × 3 элемента и 516 суток для сборки из 32 × 32 элемента.

4. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ

4.1. Мертвое время системы регистрации событий (СРС)

В работе [2] было изучено влияние мертвого времени СРС в паре $e-e$ на систематический сдвиг экспериментального значения времени жизни мюона $\Delta(\tau_\mu)$ из-за потери второго позитрона. Аналогичная систематика присутствует и в предлагаемом

эксперименте. На рис. 6 приведены значения $\Delta(\tau_\mu)$ для отбора все_μ + все_e. На самом деле это только одна из причин сдвига $\Delta(\tau_\mu)$.

Вторая причина сдвига $\Delta(\tau_\mu)$ — мертвое время 5 нс преобразователя время–код (TDC) для парных импульсов [9]. Например, минимальное мертвое время в паре $e-e$ не превышает 3 нс. Третья причина — сдвиг времени регистрации второго сигнала в каждой паре. Четвертая — мертвое время 12 нс усилительной микроячейки SiPM [6]. Величина мертвого времени и временной сдвиг второго сигнала в паре вычислены при переднем фронте сигнала $\tau_r = 2$ нс и заднем $\tau_d = 4$ нс (формула (1)) при амплитуде (70–800) ф.э. для позитрона и (801–1200) ф.э. для мюона. Результаты вычислений приведены в табл. 3. Заметим, что мертвое время в паре $\mu-e$ не влияет на систематический сдвиг времени жизни мюона при выборе времени ≥ 100 нс для регистрации позитрона распада. Были выбраны дискриминаторы со следящим порогом (CFD). Дискриминаторы с двумя фиксированными порогами (D) увеличивают величины {1} и {2} на 20–30% и исключают случайные совпадения μ -сигнала с e -сигналом (рис. 3).

Рисунок 7 демонстрирует временной спектр $N(t_2 - t_1)$ позитронов при мертвом времени 20 нс только в паре $e-e$.

В эксперименте автоматически регистрируются спектры $N(t_2 - t_1)$ между всеми парами и можно проверить соответствие мертвых времен с результатами из табл. 3. Очевидно, зависимости $N(t_2 - t_1)$ не будут дельтаобразными функциями как на рис. 6 из-за суперпозиции всех четырех причин и амплитудного разброса сигналов, но эти зависимости автоматически регистрируются во время эксперимента. Из табл. 3 следует, что отбор событий с $t_2 - t_1 > 200$ нс для пар $\mu-\mu$, $e-\mu$ и $e-e$ гарантировано исключит влияние мертвого времени на величину $\Delta(\tau_\mu)$ и несущественно уменьшит статистику, поскольку вероятность таких событий не превышает 4×10^{-3} при среднем расстоянии 100 мкс между частицами (интенсивность пучка

Таблица 4. Ошибки предложенного эксперимента для варианта 1_μ + все_e

Источник ошибки	$\sigma(\tau_\mu)$, пс	$\sigma(G_F)/G_F$, 10^{-6}
Масса мюона	0.22	0.05
Калибровка времени	0.13	0.03
Статистическая ошибка	0.39	0.09
Суммарная ошибка	0.46	0.10
Существующая ошибка	2.2	0.5

$10^7 \mu^+/\text{с}$). Отбор событий с $t_2 - t_1 > 100$ нс для пары $\mu-e$ уменьшит статистику всего на $\approx 5\%$. Распределения времен $N(t_2 - t_1)$ для всех пар частиц позволяют измерить зависимость величины $\Delta(\tau_\mu)$ от мертвого времени $t_2 - t_1$ любой пары и получить зависимости, подобные данным на рис. 3. Таким образом, это позволяет исключить влияние мертвого времени на точность величины τ_μ практически без потери скорости набора статистики.

4.2. Радиационные повреждения сцинтилляторов и SiPM

Очевидно, что для длительного (116 суток) времени работы при интенсивности пучка $10^7 \mu^+/\text{с}$ необходим анализ влияния радиационных повреждений на световыход сцинтилляторов и на шумы и усиление SiPM. В более тяжелом положении оказывается сцинтиллятор, который облучается мюонами и позитронами. Для поиска подходящего сцинтиллятора было затрачено значительное время. Была вычислена доза на один сцинтиллятор $3 \times 3 \times 3 \text{ мм}^3$ при набранной статистике 10^{14} событий на полный детектор 32×32 сцинтиллятора. Она составляет 2.5×10^3 Гр. В работе [10] для эксперимента ATLAS изучено влияние облучения на световыход нескольких сцинтилляторов. Для сцинтиллятора BC-412 (EJ-208) наблюдается уменьшение световыхода на 10% при дозе 7×10^5 Гр. Следует заметить, что авторы использовали пучок 6 МэВ протонов, которые оказывают гораздо большее радиационное воздействие на сцинтиллятор, чем мюоны, и при нашей суммарной дозе 2.5×10^3 Гр нет изменения световыхода BC-412. При наборе статистики 10^{14} доза позитронов на SiPM составляет $5 \times 10^8 \text{ мм}^{-2}$. В работе [11] показано, что существенное уменьшение коэффициента усиления (в 2 раза) наблюдается при дозе $5 \times 10^{10} \text{ мм}^{-2}$ и пренебрежимо мало при дозе $5 \times 10^8 \text{ мм}^{-2}$. Существенное увеличение шума SiPM наблюдается при дозе $3 \times 10^9 \text{ мм}^{-2}$, но этот эффект несущественен при выборе порога 70 ф.э. для регистрации позитронов.

4.3. Внешнее магнитное поле

Мы используем пучок мюонов с поляризацией, близкой к единице [12]. Эта поляризация частично теряется из-за взаимодействий спина мюона с веществом. В работе [13] измерена поляризация мюонов в сцинтилляторе NE-102. Она равна ≈ 0.24 . Спин мюона будет прецессировать в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Это приводит к искажению распределения $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) + B$ и величины τ_μ при наличии

выделенного геометрического направления регистрации позитронов. В предложенной установке позитроны регистрируются с равной вероятностью в угле 4π . Это должно быть проверено, так как даже магнитное поле Земли ≈ 1 Гс неприемлемо искажает значение τ_μ . После этого надо выбрать работу в магнитном поле $\gg 1$ Гс или без него. Было показано, что величина $\Delta(\tau_\mu) = 0$, и значения $\sigma(\tau_\mu)$ равны при $B = 0$ и $B = 1$ кГс при фитировании зависимости $N(t) = N_0(1 - (P_\mu/3) \cos \omega t) \exp(-t/\tau_\mu) + B$ с поляризацией мюона $P_\mu = 1$ и частотой ω прецессии спина мюона в магнитном поле. Позитроны регистрировались только по направлению пучка. Мы будем полагать, что присутствие внешнего магнитного поля необходимо при наличии земного поля ≈ 1 Гс, но это не влияет на результаты эксперимента.

4.4. Нестабильность усиления SiPM

Разброс коэффициентов усиления отдельных ячеек сборки SiPM не превышает 15% [14]. Изменение коэффициента усиления от температуры равно $\approx -1\%/K$. Модуль QDC (рис. 3) позволяет с большой точностью стандартизовать и стабилизировать усиление отдельных ячеек во время эксперимента. Будем полагать, что при компенсации этих эффектов они не дадут вклада в величину τ_μ .

4.5. Временная структура пучка мюонов

Временная структура пучка мюонов ускорителя PSI может быть описана как $I(t) = I_0(1 + 0.0008|\sin(t/40\text{нс})|)$ [15]. Она обусловлена временной структурой пучка протонов. Была разыграна статистика по формуле $N(t) = N_0(1 + 0.08|\sin(t/40\text{нс})|) \exp(-t/\tau_\mu) + B$ и обработана по формуле $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) + B$. Результат — $\chi^2/\text{ndf} = 19852/19978$ и отсутствие сдвига $\Delta(\tau_\mu)$. Отсюда следует, что временная структура пучка ускорителя PSI не дает вклада в величину τ_μ .

4.6. Погрешности TDC (преобразователь время—код)

Основными характеристиками TDC являются интервал наблюдения T , цена канала Least Significant Bin (LSB), дифференциальная DNL и интегральная INL нелинейности. Было показано, что $\sigma(\tau_\mu)$ не зависит от интервала наблюдения при $T > 30$ мкс и от цены канала при $1 < \text{LSB} < 100$ нс. DNL и INL также являются важными величинами при наборе статистики 10^{14} событий и высокой точности определения τ_μ .

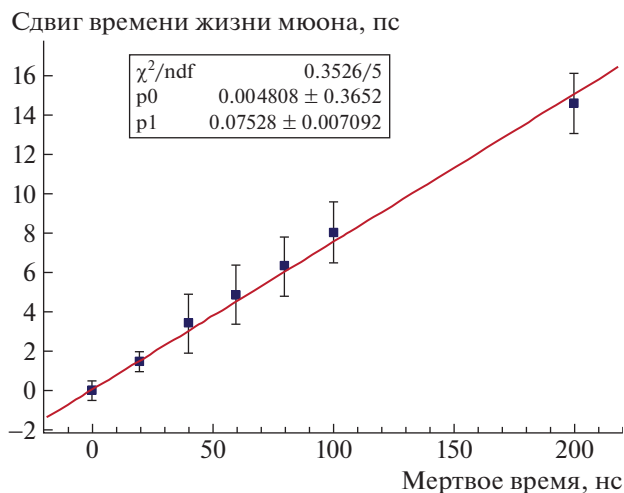


Рис. 6. Зависимость систематического сдвига $\Delta(\tau_\mu)$ от мертвого времени СРС. Анализ дан для варианта отбора все_μ + все_e в интервале (0–20) мкс времени распада мюона, при этом мертвое время было равно для регистрации μ–e–, μ–μ–, e–μ– и e–e–пар. Введены антисовпадения в пределах 2 нс для соседних кристаллов. Такой же анализ был выполнен при варианте отбора 1_μ + все_e. Анализ дан в интервале (0–30) мкс относительно времени регистрации мюона только для e–e–пар без антисовпадений между кристаллами. Смещение $\Delta(\tau_\mu)$ в этом случае в ≈ 7 раз больше.

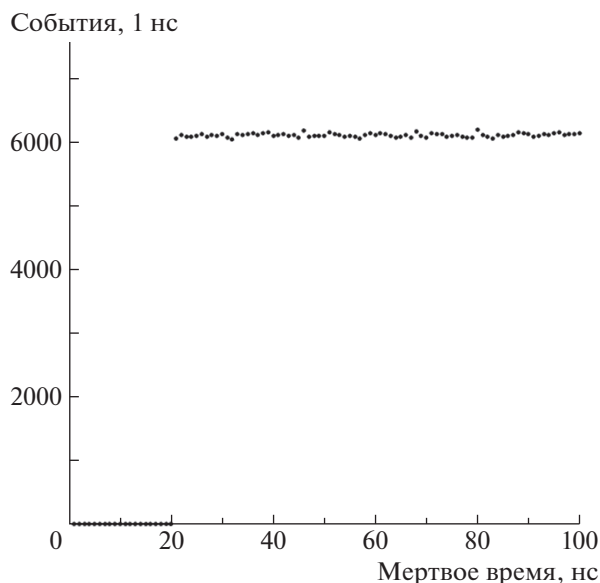


Рис. 7. Зависимость $N(t_{2e} - t_{1e})$ при заданном мертвом времени 20 нс между позитронами и при $0 < t_{1e} < 29$ мкс относительно сигнала мюона. На рисунке принято значение $t_{1e} = 0$. Вариант 1_μ + все_e, нет антисовпадений между кристаллами.

Рассмотрим два способа измерения DNL и INL. Первый способ — калибровка TDC с помощью калиброванного рубидиевого эталона [2]. Авто-

ры получили систематическую ошибку $\sigma_{\text{sys}}(\tau_\mu) = 0.03$ пс. Это небольшая величина по сравнению с нашей статистической ошибкой $\sigma(\tau_\mu) = 0.39$ пс. Второй способ — подача на входы старт и стоп TDC некоррелированных событий [16]. В этом случае при $\text{DNL} = \text{INL} = 0$ количество событий в каждом канале одинаково в пределах статистической ошибки. $\text{DNL} \neq 0$ и $\text{INL} \neq 0$ искажают такое распределение. Измеренные величины таких отклонений позволяют определить LSB и правильное время каждого канала. В работе [16] показано, что DNL и INL зависимости идентичны для многих TDC и не зависят от внешних условий. При использовании предложенного здесь TDC старт не коррелирован с каналом кодировщика, поскольку TDC работает непрерывно. Величины $\sigma_i(\text{DNL})$ резко уменьшаются, но интегральная нелинейность остается. Для предложенного кодировщика TDC — V1190A2-Esst нелинейности равны: $\sigma(\text{DNL}) < 0.2$ LSB, $\sigma(\text{INL}) < 0.3$ LSB [8]. Непонятно, с какой точностью удастся описать зависимость $t_N = f(N)$ для TDC — V1190A-2Esst. Поэтому будем пессимистически предполагать, что получим $\sigma_{\text{sys}}(\tau_\mu) = 0.13$ пс, как было показано в работе [2].

4.7. Состав пучка мюонов

Пучок “поверхностных мюонов” PSI содержит $< 10^{-4}$ пионов [12] и $< 1\%$ позитронов [17]. Простые оценки показывают, что столь малая примесь пионов не влияет на результаты. Позитроны с энергией ≈ 30 МэВ имеют достаточно большой пробег и только рассеиваются в сцинтилляторе и материале SiPM. Некоррелированные по времени позитроны увеличивают фон и могут привести к увеличению $\sigma(\tau_\mu)$. Возможны два способа изучения и ослабления влияния примеси позитронов на величину $\sigma(\tau_\mu)$. Во-первых, набрать $\approx 10^{12}$ случаев распада мюона за сутки и экстраполировать полученную величину $\sigma(\tau_\mu)$ на статистику 10^{14} . После этого при неудовлетворительном результате разместить на оси пучка за SiPM сцинтилляционный детектор для регистрации примеси позитронов в пучке. Сигнал с этого детектора, совпавший по времени с сигналом любого сцинтиллятора SiPM, позволит выбросить из анализа такое событие. Это приводит к случайным совпадениям примесного позитрона с позитроном $\mu \rightarrow e$ распада. При интенсивности 10^7 с^{-1} среднее время между позитронами распада равно ≈ 100 нс. Для реальной длительности 5 нс выходного сигнала SiPM и телесного угла $0.1 \times 4\pi$ сцинтилляционного детектора это приводит к потере 5% интенсивности из-за случайных совпадений и дополнительно 10% от этой величины из-за телесного угла, всего $\approx 0.5\%$. Вариант соответствует сцинтилляционному детектору с размерами

$10 \times 10 \text{ см}^2$ на расстоянии $\approx 35 \text{ см}$ за SiPM. Предложенный метод, как и режим регулярного набора статистики, предполагает синхронную работу всех TDC. Это возможно с TDC V1190A/B-2Esst, которые позволяют непрерывную регистрацию событий и их запись в память. Такой режим был, в частности, продемонстрирован в работе [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена новая установка для точного измерения времени жизни мюона и константы Ферми G_F при $\mu^+ \rightarrow e^+$ распаде и проанализированы все возможные источники ошибок эксперимента. В отличие от электромагнитного и сильного взаимодействий все частицы участвуют в слабых взаимодействиях, сила которых определяется константой Ферми G_F . Многие процессы определяются слабым взаимодействием. Это процессы большого взрыва, нуклеосинтеза и горения звездного водорода, археологического датирования и медицинской визуализации, а также фундаментальной ядерной физики и физики элементарных частиц. Значение константы G_F лучше всего определяется при измерении времени жизни мюона τ_μ . Во-первых, чисто лептонный характер распада мюона обеспечивает однозначную теоретическую интерпретацию. Во-вторых, точное измерение времени жизни мюона стало возможно в настоящее время благодаря развитию методов точного измерения времени и аппаратуры для набора необходимой статистики $\approx 10^{14}$ распадов без искажений. Показано, что можно достичь точности $(G_F)/G_F = 0.1 \times 10^{-6}$. В данном предложении нового эксперимента отсутствует систематическая ошибка из-за мертвого времени системы регистрации событий. В работе [2] эта систематическая ошибка превышала 0.02×10^{-6} . Для дальнейшего улучшения точности измерения G_F потребуется, помимо улучшения точности τ_μ , экспериментальное улучшение точности массы мюона m_μ (в настоящее время $\sigma(m_\mu)/m_\mu = 0.02 \times 10^{-6}$ [1] и вклад в точность G_F составляет 0.05×10^{-6}) и улучшение временной калибровки (вклад 0.03×10^{-6} [2]). В настоящее время точность вычислений G_F составляет 0.14×10^{-6} [3] в рамках Стандартной модели взаимодействий элементарных частиц. Основные ошибки приведены в табл. 4.

Для варианта отбора все μ + все e суммарная ошибка $\sigma(G_F)/G_F$ не превышает 0.13×10^{-6} . При обработке результатов доступны для анализа все варианты отбора, введение любых мертвых времен между любыми частицами и выбор спектра с антисовпадениями или без них между любыми сцинтилляторами. Анализ вариантов и объяснение

их результатов значительно повышает достоверность полученных данных. После анализа может быть выбран оптимальный вариант по точности $\sigma(G_F)/G_F$ и/или, может быть, по величине χ^2 .

Авторы благодарны А.А. Коршенинникову и М.Д. Скорохватову за поддержку работы и Российскому фонду фундаментальных исследований, по гранту № 18-02-00007А которого была выполнена значительная часть работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Tiesinga, P. J. Mohr, D. B. Newell, and B. N. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **93**, 025010 (2021).
2. V. Tishchenko *et al.* (MuLan Collab.), *Phys. Rev. D* **87**, 052003 (2013).
3. A. Pak and A. Czarnecki, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 241807 (2008).
4. A. Crivellin, M. Hoferichter, and C. A. Manzari, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 071801 (2021).
5. V. Tishchenko, S. Battu, R. M. Carey, D. B. Chitwood, J. Crnkovic, P. T. Debevec, S. Dhamija, W. Earle, A. Gafarov, K. Giovanetti, T. P. Goringe, F. E. Gray, Z. Hartwig, D. W. Hertzog, B. Johnson, P. Kammel, *et al.*, arXiv: 1211.0960v1 [hep-ex].
6. <https://www.onsemi.com/products/sensors/silicon-photomultipliers-sipm>
7. Y. Shao, *Phys. Med. Biol.* **52**, 1103 (2007).
8. <https://www.caen.it/products/>
9. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, B. R. Beck, A. G. Bogdanov, D. Brandt, J. M. C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **835**, 186 (2016).
10. S. Liao, R. Erasmus, H. Jivan, C. Pelwan, G. Peters, and E. Sideras-Haddad, *J. Phys.: Conf. Ser.* **645**, 012021 (2015).
11. S. Sánchez Majos, P. Achenbach, and J. Pocho-dazalla, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **594**, 351 (2008).
12. <https://www.psi.ch/en/smus/pie3>
13. G. G. Myasishcheva, Yu. V. Obukhov, V. S. Roganov, and V. G. Firsov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **56**, 1199 (1969).
14. M. Renschler, W. Painter, F. Bisconti, A. Haungs, T. Huber, M. Karus, H. Schieler, and A. Weindl, arXiv: 1804.00897v1 [astro-ph.IM].
15. T. Prokscha, *Isis Muon Training Course*, 25th-Feb-2005, <https://www.psi.ch/en>
16. B. Markovic, D. Tamborini, S. Bellisai, A. Bassi, A. Pifferi, F. Villa, G. M. Padovini, and A. Tosi, in *Proceedings of SPIE, 2013, San Francisco, California, United States*, Vol. 8631, 86311F, <https://doi.org/10.1117/12.2005537>
17. T. Prokscha, E. Morenzoni, K. Deiters, F. Foroughi, D. George, R. Kobler, A. Suter, and V. Vrankovic, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **595**, 317 (2008).

18. A. U. Abeysekara, R. Alfaro, C. Alvarez, J. D. Álvarez, R. Arceo, J. C. Arteaga-Velázquez, H. A. Ayala Solares, A. S. Barber, B. M. Baughman, N. Bautista-Elivar, J. Becerra Gonzalez, E. Belmont-Moreno, S. Y. BenZvi, D. Berley, M. Bonilla Rosales, J. Braun, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **888**, 138 (2018).

PROPOSAL AND ANALYSIS OF THE EXPERIMENT FOR ACCURATE MEASUREMENT OF THE MUON LIFETIME AND THE FERMI CONSTANT

A. M. Bakalyarov¹⁾, A. I. Klimov¹⁾, I. N. Machulin¹⁾, E. A. Meleshko¹⁾, V. I. Selivanov¹⁾

¹⁾ National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

An experiment is proposed for a record-breaking measurement of the world Fermi constant G_F during the decay of a positive muon. All systematic errors were analyzed. The program “Fast Program” (FP) was developed and tested using GEANT data and running ≈ 1500 times faster. 10^{14} events were collected with two options for selecting events. An accuracy of 0.46 ps for the muon lifetime and 0.1 ppm for the G_F value was obtained, taking into account all systematic errors. The accuracy of theoretical calculations G_F is 0.14 ppm within the framework of the Standard Model interactions of elementary particles.