

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 67, ВЫПУСК 11
10 ИЮНЯ, 1998

Письма в ЖЭТФ, том 67, вып.11, стр.835 - 840

© 1998г. 10 июня

**ПОИСК НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ WIMP С
ВОЗБУЖДЕНИЕМ ЯДЕР ^{73}Ge**

А.А.Клименко, С.Б.Осетров, А.А.Смольников, С.И.Васильев

*Институт ядерных исследований РАН
117312 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 апреля 1998 г.

Предложена методика экспериментального поиска неупругого взаимодействия WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) с возбуждением долгоживущих уровней ядер ^{73}Ge . Анализ первых результатов эксперимента позволил получить индекс фона для таких взаимодействий 0.0013 событий/(кэВ·кг(^{73}Ge)-день). Получены экспериментальные ограничения на сечения спин-зависимых неупругих взаимодействий WIMP с ядрами ^{73}Ge .

PACS: 29.90.+g, 95.35.+d, 98.35.+Gi

Анализ различных наблюдаемых данных позволяет сегодня отдать предпочтение таким теоретическим моделям, в которых Темная Материя Вселенной может состоять из ~ 10% барионной, ~ 60% небарионной холодной (нерелятивистской) и ~ 30% небарионной горячей (релятивистской) Темной Материи [1].

Результаты немногочисленных экспериментов (см., например, обзоры [2,3]) по прямому детектированию частиц Холодной Темной Материи, в частности частиц класса WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), которые могут составлять большую часть невидимого темного гало нашей Галактики, дают на сегодня только предельные области исключения на сечения взаимодействия WIMP с ядрами детекторов при соответствующих значениях масс частиц.

Энергетический спектр ядер отдачи в результате упругого взаимодействия WIMP с детектором-мишенью представляет собой сплошной экспоненциально спадающий спектр, большая часть которого лежит в области нескольких кэВ, при этом фактор относительной ионизационной эффективности, например, для ядер отдачи Ge, при энергии 10 кэВ равен 0.25. При такой функции отклика практически невозможно отличить только по форме спектра искомый спектр WIMP от спектра фоновых событий. Для однозначного утверждения факта регистрации WIMP необходимо применение методики, позволяющей с большой вероятностью отличать по структуре истинное взаимодействие WIMP от фонового.

В данной работе предлагается использовать уникальную схему возбужденных долгоживущих уровней ядра ^{73}Ge в случае неупругого рассеяния WIMP на мишени-детекторе. Данное ядро имеет два низколежащих уровня с энергиями 13.26 и 66.73 кэВ (метастабильный) с периодами полураспада 2.95 мкс и 0.50 с, соответственно [4]. Схема уровней ^{73}Ge приведена на рис.1.

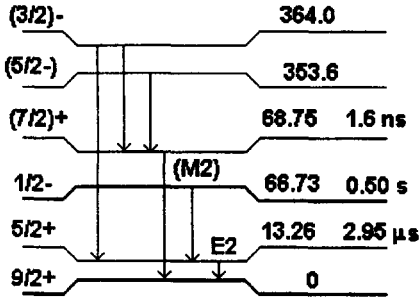


Рис.1. Схема низкоэнергетических уровней ^{73}Ge (энергии уровней приведены в кэВ)

В применяемой методике одновременно используются амплитудный анализ и временной анализ событий с записью формы импульса. Истинное событие должно представлять собой последовательность нескольких сигналов: сначала сигнал от ядра отдачи в результате неупругого рассеяния WIMP (сплошной спектр), затем в течение нескольких периодов полураспада сложный сигнал от снятия возбуждения. В случае возбуждения метастабильного уровня, вторым будет сигнал от внутренней конверсии (оже-электроны и рентгеновское излучение или одиночный гамма-квант, $e_k/\gamma = 7.2$) с фиксированной энергией (66.73 – 13.26) кэВ и через более короткий временной интервал – аналогичный сигнал с фиксированной энергией с уровня 13.26 кэВ. В случае возбуждения нижнего уровня вторым будет сигнал от внутренней конверсии или гамма-кванта ($e_k/\gamma = 325$) с фиксированной энергией 13.26 кэВ. Практически единственным возможным фоном в таком эксперименте может быть взаимодействие нейтронов с возбуждением вышеуказанных уровней. Однако проведенные расчетные и экспериментальные оценки показывают, что при проведении эксперимента в глубокой подземной лаборатории и при достаточно мощной нейтронной защите вклад от нейтронов можно сделать пренебрежимо малым.

В данной работе используется низкофоновый германиевый детектор из материала с природным изотопным составом Ge [5] с активной массой 0.952 кг, содержащий 74 грамма ^{73}Ge .

Чтобы иметь достаточно кинетической энергии для возбуждения первого уровня ^{73}Ge , WIMP должны иметь массу $m > 9 \text{ ГэВ}$, для возбуждения второго уровня частицы должны иметь массу $m > 24 \text{ ГэВ}$. Эти возбуждения могут произвести частицы типа фотино или хиггсина со спин-зависимыми взаимодействиями. Форма импульса для неупругого рассеяния WIMP с возбуждением уровня 13.26 кэВ является суперпозицией энерговыделений ядра отдачи и электронов и (или) γ -квантов (см. рис.2 а) и существенно отличается от формы фоновых γ или электронных импульсов (см. рис.2 б). На рис.2 а первая компонента ионизационного импульса E_1 принадлежит ядру отдачи, а вторая – E_2 – электронам конверсии или γ -квантам с регистрируемой энергией 13.26 кэВ с точностью до разрешения детектора. Интервал времени

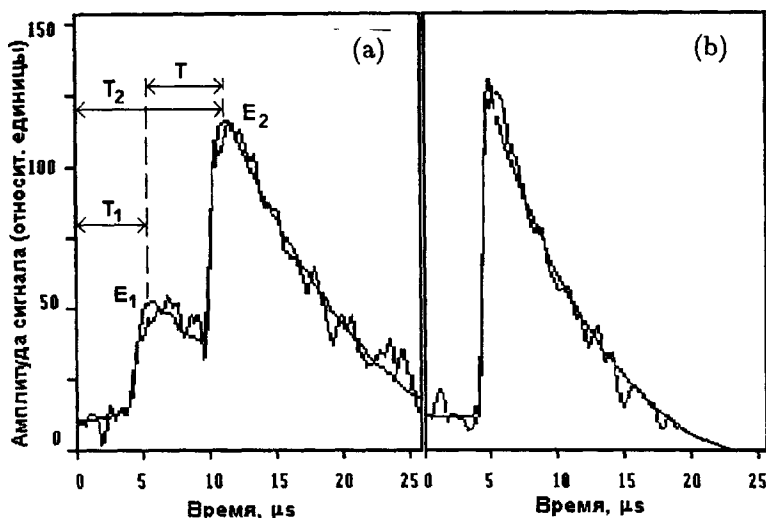


Рис.2. а) Пример формы импульса двойного события. Первая компонента импульса (E_1) может быть произведена ядром отдачи, вторая (E_2) – электронами конверсии или γ -квантами с энергией 13.26 кэВ. б) Пример обычной формы импульса, производимой γ -квантом или электроном. Сплошной плавной кривой представлены результаты фитирования

T между двумя максимумами лежит в области от 0 до нескольких времен жизни возбужденного уровня. В случае возбуждения уровня 66.73 кэВ должны регистрироваться два последовательных события с интервалом времени от 0 до нескольких секунд, при этом форма импульса второго составного события (как и в случае возбуждения 13.26 кэВ уровня) существенно отличается от формы импульса фоновых событий, благодаря каскадным переходам 53.47 и 13.26 кэВ.

Для поиска событий с описанной выше сигнатурой сигнала были использованы данные, набранные за 637 дней живого времени (47.1 кг·день в пересчете на ^{73}Ge) в подземной низкофоновой лаборатории на глубине 660 метров водного эквивалента (м в.э.).

Для отбора двойных событий производилось фитирование формы импульсов детектора суперпозицией двух стандартных импульсов (см. рис.2а) со свободными параметрами положений максимумов (T_1, T_2) и амплитуд (E_1, E_2). Двойные события с малыми значениями амплитуды первой компоненты (E_1) и временного интервала (T) могут быть имитированы нестабильностью крутизны переднего фронта импульса и шумами, то есть необходимо определить временное разрешение и энергетический порог для первой компоненты.

Информация об энерговыделениях в каждой из компонент двойных событий может быть получена только из формы импульса на цифровом осциллографе и энергетическое разрешение в этом случае хуже, чем при использовании спектрометрических аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Энергетическое разрешение по цифровому осциллографу в области 13.26 кэВ было определено в 2 кэВ с использованием калибровочного источника ^{60}Co и сопоставлением амплитуд сигналов, полученных со спектрометрического АЦП и вычисленных из формы импульса. Временное разрешение для двойных событий (в случае возбуждения уровня 13.26 кэВ), равное 2 мкс,

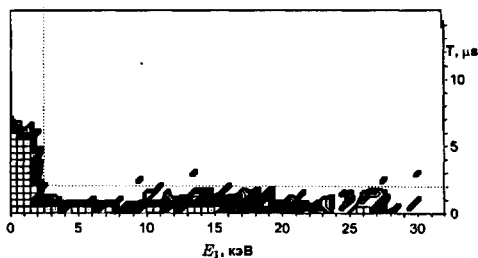


Рис.3. Распределение событий в плане "энергия первой компоненты (E_1) – интервал между максимумами (T)", набранных с источником ^{60}Co и отобранных как двойные

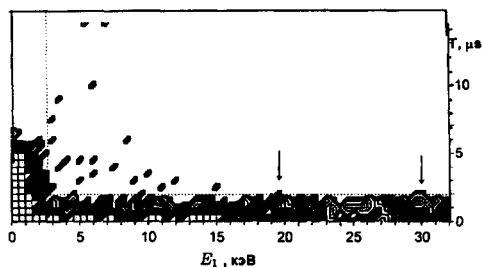


Рис.4. Распределение фоновых двойных событий за 637 дней набора в плане "энергия первой компоненты (E_1) – интервал между максимумами (T)"

и энергетический порог для первой компоненты, равный 2.5 кэВ, были определены из анализа распределения временных интервалов в событиях, набранных с источником ^{60}Co , которые отбирались как двойные (см. рис.3) с энергией второй компоненты $9.3 < E_2 < 17.3$ кэВ. Двойные события с источником ^{60}Co могут быть имитированы за счет статистического разброса длительности переднего фронта (0.75 ± 0.22 мкс для диапазона 9–35 кэВ), наложением шумов детектора и усилителей на реальный сигнал и случайным наложением импульсов. Было проанализировано 17116 событий с источником ^{60}Co . При скорости счета 20 событий/с вероятность случайного наложения импульсов в окне 15 мкс составляет $3 \cdot 10^{-4}$, что для нашего случая составляет 5 событий из 17116. Выше порога по временному разрешению 2 мкс (горизонтальная пунктирная линия на рис.3) и выше энергетического порога регистрации первой компоненты (правее вертикальной пунктирной линии) при измерениях с ^{60}Co попало 7 событий, что согласуется с числом случайных наложений. Таким образом, мы можем уверенно регистрировать двойные события с временным интервалом между максимумами E_1 и E_2 $2 \leq T \leq 15$ мкс. Верхнее ограничение обусловлено временем прослеживания импульса цифровым осциллографом 25 мкс с учетом 5 мкс перед передним фронтом и 5 мкс на спаде импульса. Из сопоставления этого временного интервала с распадной кривой для $t_{1/2} = 2.95$ мкс определена эффективность регистрации искомым событий, равная 0.62.

На рис.4 представлено такое же распределение, полученное из анализа фоновых событий за 637 дней набора (всего 32128 событий). 29 событий попадает в область выше порогов (пунктирные линии). 27 событий (из 29) находятся в совпадении с активной защитой, то есть обусловлены фоном космических лучей. Только два события (энергии первых компонент указаны стрелочками на рис.4) не совпадают с активной защитой и могут быть рассмотрены как кандидаты на неупругое рассеяние WIMP с возбуждением уровня 13.26 кэВ. Однако для этих двух событий временной интервал между максимумами составляет 2.1 и 2.2 мкс, то есть близок к границе неопределенности временного разрешения. Учитывая малую вероятность событий с большими энергиями при искомом экспоненциальном распределении и фактор неэффективности активной защиты $\sim 7\%$, эти два события с большой степенью достоверности можно также отнести к фону. Но даже с учетом этих событий индекс фона составляет 0.0013 событий/(кэВ·кг(^{73}Ge)·день). Индекс фона этого же детектора для упругого рассеяния в диапазоне энергий 2.5–35 кэВ равен 0.51

событий/(кэВ·кг·день), то есть фактор относительного снижения фона более чем 300 раз. Из сопоставления количества двойных событий в совпадении с активной защитой (27) и в антисовпадении (2) видно, что главным источником фона детектора для глубины, на которой сейчас находится установка, являются космические лучи, генерирующие нейтроны в окружении детектора. Выполняя эксперименты такого типа на большей глубине с детекторами, изготовленными из обогащенного ^{73}Ge , и используя более совершенный цифровой осциллограф, можно достичь значительно большего снижения фона. С целью проверки правильности работы программ отбора двойных событий и оценки вероятности случайных генераций событий такого типа был проведен поиск двойных событий с теми же критериями отбора, но с энергией второй компоненты $17.3 \leq E_2 \leq 25.3$ кэВ. Не было найдено ни одного двойного события, удовлетворяющего этим критериям отбора.

При поиске событий, которые происходили в течении 3-секундного интервала перед событием с энергией около 66.73 кэВ, было зарегистрировано 5 событий в энергетическом диапазоне 2.5–35 кэВ, что соответствует индексу фона 0.0032 событий/(кэВ·кг(^{73}Ge)·день). При отборе этих событий не была использована возможность отбора по форме второго события (каскад 53.4 и 13.26 кэВ), так как динамический диапазон данного цифрового осциллографа недостаточен.

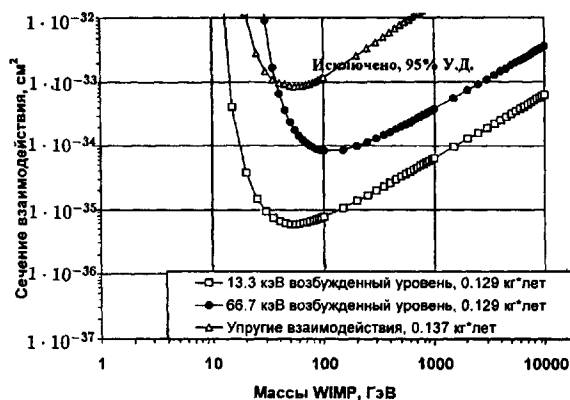


Рис.5. Области исключенных масс и сечений взаимодействия WIMP, полученные из анализа неупругого рассеяния с возбуждением уровней ^{73}Ge 13.26 кэВ и 66.73 кэВ на 74 г изотопа ^{73}Ge за время набора 637 дней

Области исключенных масс и сечений взаимодействия для неупругого рассеяния WIMP на ядрах ^{73}Ge с возбуждением уровней 13.26 и 66.73 кэВ представлены на рис.5. Для расчета ограничений были использованы следующие исходные предположения: темное гало Галактики с плотностью $0.3 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$ в районе Земли полностью состоит из WIMP с рассматриваемой массой, подчиняющихся максвелл-большцмановскому распределению скоростей со средней скоростью $v_{rms} = 270 \text{ км}/\text{с}$ и максимальной скоростью $v_{esc} = 580 \text{ км}/\text{с}$. Скорость движения Земли относительно гало $v_{Earth} = 245 \text{ км}/\text{с}$. На этом же рисунке представлены ограничения на спин-зависимые упругие взаимодействия, полученные в рамках этого эксперимента из разности спектров описанного выше детектора и детектора, не содержащего ^{73}Ge . Из сравнения ограничений видно, что использование особой сигнатуры событий в случае неупругого рассеяния WIMP с возбуждением долгоживущих уровней ^{73}Ge дает возможность улучшить ограничения на массы и сечения спин-зависимых взаимодействий WIMP, по крайней мере, на 2 порядка по сравнению с упругим вза-

имодействием. Однако вопрос о вероятности таких процессов остается открытым, так как существует всего несколько работ (см., например, [6,7]) по расчету вероятностей таких взаимодействий, в которых рассматриваются только M_1 -переходы. Рассматриваемые γ -переходы ^{73}Ge являются E_2 и M_2 .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-17973).

-
1. J.R.Primack, *Cold+Hot and other Dark Matter, cosmological models vs. observations*, in Proc. of the Intern. Workshop on Dark Matter in Astro- and Particle Physics, World Scientific, Singapore, 1997, p.127.
 2. F.T.Avignone, *An overview of experimental technique used in cold dark matter experiments*, in Proc. of the International Workshop on Dark Matter in Astro- and Particle Physics, World Scientific, Singapore, 1997, p.427.
 3. R.Bernabei, *Rivista del Nuovo Cim.* **18**(N.5), 1 (1995).
 4. *Table of Isotopes*, Eds. C.M.Lederer and V.S.Shirley, Wiley, New York, 1987.
 5. A.A.Klimenko, S.B.Osetrov, A.A.Smolnikov et al., Preprint INR-0948/97/ August 1997.
 6. J.Ellis and R.A.Flores, *Phys. Lett.* **B212**, 375 (1989).
 7. M.W.Goodman and E.Witten, *Phys.Rev.* **D31** 3059 (1985).