

15

Метод регистрации скрытых фотонов с помощью мультикатодного счетчика

© А.В. Копылов, И.В. Орехов, В.В. Петухов

Институт ядерных исследований РАН, Москва

E-mail: beril@inr.ru

Поступило в Редакцию 12 апреля 2016 г.

Предложен метод регистрации скрытых фотонов по одиночным электронам, эмитируемым с поверхности металлического катода под действием скрытых фотонов холодной темной материи. Разработана специальная конструкция многопроволочного газового пропорционального счетчика с четырьмя катодами. Проведены калибровочные измерения, по результатам которых найдены эффективности счета одиночных электронов в различных конфигурациях детектора. Получен предел на параметр смешивания χ , который характеризует кинетическое смешивание скрытого фотона с обычным фотоном.

Скрытые фотоны (Hidden Photons — HPs) в качестве холодной темной материи (CDM) были впервые рассмотрены в работе [1]. Они могут наблюдаться в эксперименте за счет кинетического смешивания с обычным фотоном. Параметр χ , характеризующий кинетическое смешивание [2], определяет амплитуду обычной электромагнитной волны в общем решении поля темной материи с массой скрытого фотона $m_{\gamma'}$:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} \Big|_{\text{DM}} = \mathbf{X}_{\text{DM}} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i\omega t),$$

представляющим собой стоячую волну $k = 0$ с частотой колебаний $\omega = m_{\gamma'}$. Здесь \mathbf{X}_{DM} — векторное поле скрытых фотонов, \mathbf{A} — векторный потенциал обычного электромагнитного поля. Недавно был проведен эксперимент по регистрации HPs CDM с помощью антенны, фокусирующей электромагнитное излучение от скрытых фотонов на ФЭУ [3], по новому методу, разработанному в [4]. Предлагалось регистрировать электромагнитное излучение отраженной от антенны волны, генерируемой осцилляцией тока на поверхности антенны, вызванной скрытым фотоном, в предположении, что вся темная материя

состоит из скрытых фотонов. В этом эксперименте был получен предел $6 \cdot 10^{-12}$ на параметр смешивания для массы скрытого фотона $m_{\gamma'} = 3.1 \pm 1.2 \text{ eV}$. Для больших масс, т.е. для более высокочастотного излучения, отражательная способность антенны резко падает и метод перестает работать. Задача работы заключалась в поиске скрытых фотонов с массами в диапазоне от 5 до 10 keV и разработанный нами метод применим именно к области более высокочастотного излучения. Он основан на допущении, что при более высоких частотах излучение, поглощенное металлом, вызывает эмиссию электрона с поверхности металла, аналогично тому, как при облучении металла ультрафиолетовым или рентгеновским излучением с поверхности металла испускаются электроны. Для регистрации одиночных электронов нами был разработан специальный детектор, схема которого представлена на рис. 1. Это явилось результатом дальнейшего развития исследований, проводимых ранее по разработке детектора для регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [5,6]. Детектор является цилиндрическим пропорциональным счетчиком с диаметром медного катода 194 mm и длиной 400 mm. В качестве рабочей смеси использовалась смесь аргон + метан (10%) при давлении 0.2 МПа. Анодом служила позолоченная вольфрамовая нить толщиной 20 μm .

Вокруг анода по окружности были натянуты нити из нихрома толщиной 50 μm с интервалом в несколько mm, которые образовывали катод с диаметром D . Диаметр первого катода составлял 40 mm, что гарантировало высокий ($\geq 10^5$) коэффициент газового усиления (КГУ), необходимый для регистрации одиночных электронов. Диаметр второго катода был 140 mm, его функция — формировать электрическое поле нужной конфигурации. Диаметр третьего катода был 180 mm, это был самый внешний катод при регистрации фона. Диаметр четвертого катода был 194 mm, это был медный цилиндр, который использовался для измерения эффекта от одиночных электронов, эмитируемых из меди, плюс фон ложных импульсов. При первой конфигурации максимальный отрицательный потенциал подавался на медный катод, потенциалы остальных катодов были выставлены по нарастающему к аноду. Измерялась скорость счета, которая была суммой эффекта от электронов из меди и фона ложных импульсов:

$$R_1 = R_{\text{Cu}} + R_{sp}. \quad (1)$$

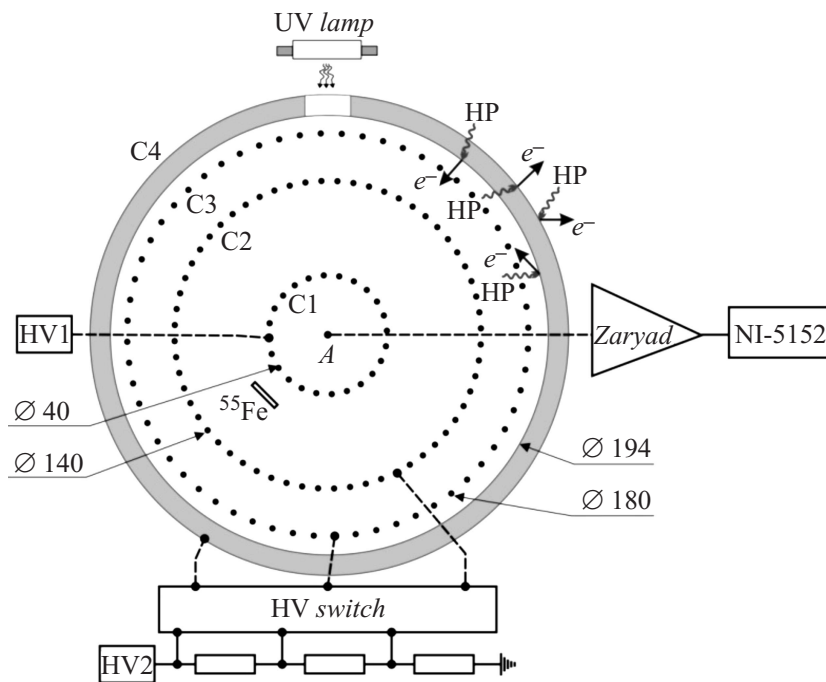


Рис. 1. Упрощенная схема мультикатодного счетчика (МСС). (C1–C4) — катоды, Zaryad — зарядочувствительный предусилитель.

При второй конфигурации максимальный отрицательный потенциал прикладывался к третьему катоду, здесь измерялся фон ложных импульсов

$$R_2 = 0.11R_{Cu} + R_{sp}. \quad (2)$$

Коэффициент 0.11 при R_{Cu} был получен из калибровки счетчика, он определяет долю электронов, вылетевших из меди и прошедших через потенциальный барьер третьего катода во второй конфигурации поля. Остальные электроны рассеивались полем назад в достаточно плотной среде аргона. Поскольку геометрия счетчика в первой и второй конфигурации практически совпала с точностью до малых величин порядка $(D_4 - D_3)/D_3 = 14/180$, можно принять, что скорость

счета от фоновых ложных импульсов была одинакова в этих двух конфигурациях. При третьей конфигурации скорость счета определялась фоном ложных импульсов, генерируемых в объеме цилиндра диаметром 140 мм. Эта конфигурация использовалась для мониторинга счета одноэлектронных импульсов. Счетчик калибровался источником рентгеновского излучения ^{55}Fe и УФ-фотонами от ртутной лампы. Источник ^{55}Fe размещался в пространстве между первым и вторым катодами внутри детектора активной поверхностью к аноду, калибровка УФ-излучением осуществлялась через кварцевое окно в стенке счетчика. С помощью источника ^{55}Fe находился режим работы счетчика, чтобы наблюдать события от одиночных электронов. Физика одноэлектронных импульсов подробно рассмотрена в ряде публикаций, например в [7,8]. Калибровка осуществлялась аналогично той, что изложена нами ранее в [5,6]. Высокое напряжение на первом катоде устанавливалось примерно 2060 В, что обеспечивало высокий КГУ в режиме ограниченной пропорциональности. При этом в области $< 100\text{ eV}$ КГУ достигал $1.8 \cdot 10^5$, а коэффициент преобразования составил 2.3 eV/mV . На рис. 2 представлены спектры одноэлектронных импульсов для первой и второй конфигураций при одном и том же потоке УФ-фотонов через кварцевое окно.

Видно, что скорость счета одноэлектронных импульсов в конфигурации 1 примерно на порядок выше, чем аналогичная скорость в конфигурации 2. Пунктирной линией на этом рисунке изображено распределение Поля, которое для аргон-метановой смеси при давлении 0.2 МПа и применяемой конфигурации электрического поля имеет максимум в области ниже порога регистрации, принятого в данной работе (3 мВ):

$$P(A) = \left(\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right)^\theta \exp\left(\frac{-A(1+\theta)}{\bar{A}} \right).$$

Из аппроксимации экспериментальных точек кривой распределения Поля нами получено $\theta \approx 0.16$. При этих параметрах расчетная эффективность для одноэлектронных импульсов в области от 3 до 30 мВ составила $76 \pm 5\%$. При измерении использовался анализ по форме импульса аналогично изложенному нами ранее в [5,6]. Вероятность попадания одноэлектронного импульса с амплитудой от 3 до 30 мВ в область, разрешенную допустимыми параметрами формы импульса, составила $95 \pm 5\%$.

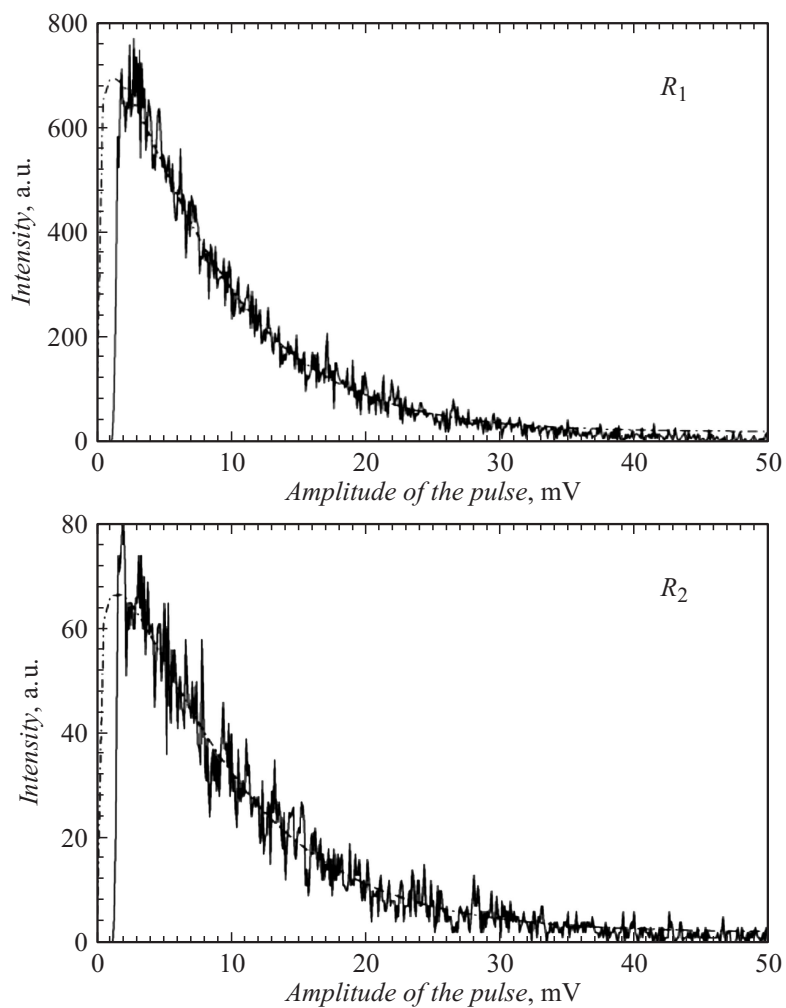


Рис. 2. Спектры одноэлектронных импульсов в конфигурациях 1 и 2 при одном и том же потоке УФ-фотонов.

В этой работе мы следовали в основном идеологии, изложенной в [4]. Принципиальным отличием нашей работы было то, что искали не электромагнитное излучение от скрытых фотонов с помощью антенны, а одиночные электроны, эмитируемые из металлической поверхности, с помощью счетчика одноэлектронных импульсов. В работе [4] было показано, что если темная материя целиком состоит из скрытых фотонов с массой $m_{\gamma'}$, то мощность, собираемая антенной:

$$P = 2\alpha^2\chi^2\rho_{\text{CDM}}A_{\text{dish}}.$$

Здесь $\alpha^2 = \sin^2\theta$, где θ — угол между направлением, куда направлено поле скрытых фотонов, и плоскостью антенны и $\alpha^2 = 2/3$, если поле скрытых фотонов имеет случайное направление; $\rho_{\text{CDM}} = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ — плотность энергии холодной темной материи, которая здесь принимается равной плотности энергии скрытых фотонов, и A_{dish} — площадь антенны. Для оценки величины эффекта от одиночных электронов, эмитируемых с поверхности медного катода, нами использовалась величина

$$R_{\text{MCC}} = (R_1 - R_2)/0.89.$$

которую, как следует из выражений (1) и (2), при принятых нами допущениях можно считать равной скорости счета одиночных электронов из меди R_{Cu} . Тогда для нашего детектора $P = R_{\text{MCC}}m_{\gamma'}/\eta$, где η — квантовая эффективность для меди, получаем

$$R_{\text{MCC}}m_{\gamma'} = 2\eta\alpha^2\chi^2\rho_{\text{CDM}}A_{\text{MCC}},$$

здесь A_{MCC} — площадь катода счетчика. Отсюда легко получается выражение для чувствительности, которая здесь определяется как верхний предел для χ :

$$\begin{aligned} \chi_{\text{sens}} = 2.9 \cdot 10^{-12} & \left(\frac{R_{\text{MCC}}}{\eta \text{1Hz}} \right)^{1/2} \left(\frac{m_{\gamma'}}{\text{1eV}} \right)^{1/2} \left(\frac{0.3 \text{ GeV/cm}^3}{\rho_{\text{CDM}}} \right)^{1/2} \\ & \times \left(\frac{1\text{m}^2}{A_{\text{MCC}}} \right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Был проведен непрерывный ряд измерений с последовательным переключением в конфигурации 1, 2 и 3. Из этого ряда был выбран

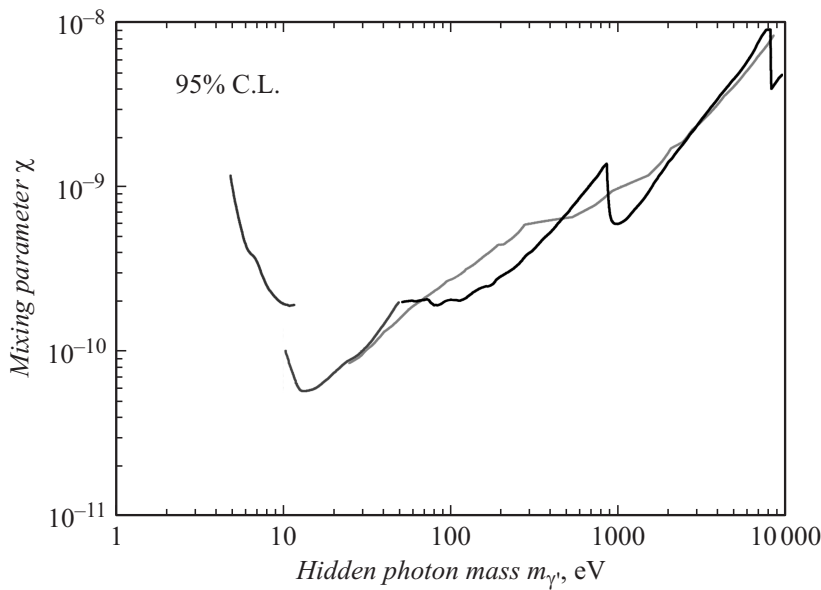


Рис. 3. Пределы на параметр смешивания в зависимости от величины массы скрытого фотона.

самый спокойный период в 28 дней с минимальной зашумленностью кадров. По множеству точек измерений, выполненных в течение этого периода, была получена средняя величина $\bar{R}_{\text{MCC}} = -0.06 \pm 0.36$ Hz. Погрешность этой величины находилась стандартно, как среднеквадратичное отклонение точек измерений от средней величины. Отсюда в предположении, что случайные величины имеют нормальное распределение, получено, что на 95%-м уровне достоверности $\bar{R}_{\text{MCC}} < 0.66$ Hz. Верхний предел на параметр смешивания был получен из выражения (3), данные для квантовой эффективности η брали из [9] для интервала масс HPs $m_{\gamma'} < 11.6$ eV, из [10] для интервала 10 eV $< m_{\gamma'} < 60$ eV, из [11] для интервала 20 eV $< m_{\gamma'} < 10$ keV и из [12] для интервала 50 eV $< m_{\gamma'} < 10$ keV. Полученные пределы представлены на рис. 3.

Этот результат для области масс от 5 eV до 10 keV получен впервые в прямом измерении на лабораторной установке применением

нового метода поиска скрытых фотонов по одиночным электронам, имитируемым из поверхности металла под действием скрытых фотонов. Наблюдаемое расхождение представленных на рисунке кривых объясняется тем, что в разных экспериментах использовалась медь разной чистоты. Полученный результат на два-три порядка выше полученного из астрофизических ограничений [13], но здесь следует иметь в виду, что он получен в результате прямого измерения в лабораторном эксперименте, а ограничения из астрофизики содержат неопределенности используемых моделей. Кроме того, использованный нами метод использует только конверсию НР — фотон, в то время как ограничения из астрофизики используют многоступенчатый процесс, включающий конверсию фотон — НР внутри звезды, пролет скрытого фотона от места его зарождения до лабораторной установки и конверсию НР — фотон внутри рабочего объема детектора. Основным ограничением чувствительности нашего детектора является относительно высокая скорость счета ложных импульсов, имитирующих одиночные электроны. Относим это на счет некоторого несовершенства конструкции детектора и полагаем, что в этом плане конструкция может быть существенно улучшена. В настоящее время ведется работа над созданием нового счетчика. При более низкой скорости счета ложных импульсов можем в перспективе использовать также преимущества низкофоновой подземной лаборатории для достижения более высокой чувствительности детектора. Если все источники ложных импульсов будут устранены, останется неустранимый фон одноэлектронных импульсов, обязанный скрытым фотонам, если, конечно, холодная темная материя действительно определяется целиком полем скрытых фотонов. Тогда и другие электронные приборы, например ФЭУ, должны иметь неустранимый темновой ток, обязанный полю скрытых фотонов. В этом случае эффект должен зависеть от типа металла, используемого для катода счетчика или для динодов ФЭУ. Таким образом, данное исследование может иметь также и прикладной аспект.

Выражаем глубокую благодарность Е.П. Петрову и А.И. Егорову за неоценимую помощь в изготовлении детектора; работа частично поддержана грантом Российского правительства „Ведущие научные школы России № 3110.2014.2.

Список литературы

- [1] *Okun L.B.* // Sov. Phys. JETP. 1982. V. 56. P. 502; Zh. Exsp. Teor. Fiz. 1982. V. 83. P. 892.
- [2] *Holdom B.* // Phys. Lett. B. 1986. V. 166. P. 196.
- [3] *Suzuki J., Horie T., Inoue Y., Minowa M.* // JCAP09(2015)042.
- [4] *Horns D., Jaeckel J., Lindner A.* et al. // JCAP04(2013)016.
- [5] *Kopylov A.V., Orekhov I.V., Petukhov V.V., Solomatin A.E.* // Tech. Phys. Lett. 2014. V. 40. Iss. 3. P. 185–187.
- [6] *Kopylov A.V., Orekhov I.V., Petukhov V.V., Solomatin A.E.* // Adv. High Energy Phys. 2014. P. 147 046.
- [7] *Alkhasov G.D.* // NIM. 1970. V. 89. P. 155.
- [8] *Buzulutskov A.F.* // Phys. Particles Nuclei. 2008. V. 39. N 3. P. 424–453.
- [9] *Cairns R.B., Samson J.R.* // J. Opt. Soc. Am. 1966. V. 56. P. 1568.
- [10] *Day R.H.* et al. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 6965.
- [11] *Krolikowski W.F., Spicer W.E.* // Phys. Rev. 1969. V. 185. P. 882.
- [12] *Henneken H., Scholze F., Krurey M., Ulm G.* // Metrologia. 2000. V. 37. P. 485.
- [13] *Haipen An, Maxim Pospelov, Josef Pradler* // arXiv:1304.3461v3[hep-ph]