

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра физики частиц и космологии



Снитковский Максим Владиславович

Курсовая работа

Запаздывающее свечение и аксионо-подобные частицы

Научный руководитель:

Доктор физ.-мат. наук

Горбунов Дмитрий Сергеевич

Москва—2023

Содержание

1	Введение	2
2	Рождение аксионо-подобных частиц	3
3	Распад АПЧ	8
3.1	Конверсия АПЧ в сильном магнитном поле	8
3.2	Двухфотонный распад АПЧ	12
4	Кинематика и геометрия двухфотонного распада АПЧ	15
4.1	СЦИ и ЛСК	15
4.2	Запаздывающее свечение	18
5	Заключение	23

1 Введение

Одной из основных задач современной физики является поиск постулированных за рамками Стандартной модели частиц, которые смогли бы объяснить недостатки имеющейся, такие как сильная CP-проблема или асимметрия материи и антиматерии. Однако, экспериментальная проверка в земных лабораториях может быть либо затруднительна, либо вовсе невозможна из-за нехватки энергии. На помощь приходят “внеземные” — астрономические объекты, например сверхновые, обладающие достаточными энергиями для синтеза новых частиц. Судить об их рождении, массе и времени жизни можно по продуктам распада.

В данной работе речь идёт о частицах, крайне слабо взаимодействующих с окружающей средой и распадающихся преимущественно на два фотона. Чтобы проводить не совсем абстрактные расчёты в самом общем случае, в качестве таковых были выбраны *аксионо-подобные частицы* (АПЧ). Название говорит об их родстве с *аксионами квантовой хромодинамики* — гипотетическими нейтральными псевдоскалярными бозонами, постулированными для сохранения CP-инвариантности в КХД. В отличие от аксионов, взаимодействующих с фермионами, двумя глюонами и двумя фотонами, АПЧ взаимодействуют только с последними. Данные частицы участвуют в двух фундаментальных взаимодействиях: электромагнитном и гравитационном. Такие упрощения позволяют решать менее моделезависимую задачу, чем для аксионов КХД.

Взаимодействия аксионов описываются с помощью *Лагранжиана КХД*, однако для аксионо-подобных частиц, взаимодействия которых со всеми частицами, кроме фотонов, пренебрежимо малы, в нем присутствует только один член, ответственный за взаимодействие АПЧ с гамма-квантами

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (1)$$

где a — поле аксионо-подобной частицы, $g_{a\gamma\gamma}$ — некоторая константа связи с фотонами, \mathbf{B} — магнитное поле, \mathbf{E} — электрическое поле.

Стоит отметить, что $g_{a\gamma\gamma}$ и масса АПЧ (m_a) — независимые величины, что предоставляет большую свободу в их выборе. Однако существуют запрещенные зоны в пространстве параметров $\{g_{a\gamma\gamma}, m_a\}$, которые были получены при анализе, например, взрыва сверхновой звезды *SN1987a* или экспериментов в земных лабораториях. Поиск новых ограничений на эти параметры — одна из основных активно решаемых сегодня проблем в области аксионо-подобных частиц. Основной же задачей этой работы является анализ теоретических или феноменологических законов рождения, распределения, распада и т.д. АПЧ, а также поиск угловых, энергетических, временных распределений для АПЧ-фотонов, оценка их количества с учётом потерь в космосе и ограниченностью диапазона измерения гамма-телескопов, поиск приближений, основанных на полученных зависимостях и последующее решение приближенной задачи для распадных фотонов, оценка их времени запаздывания.

2 Рождение аксионо-подобных частиц

Аксионо-подобные частицы рождаются внутри сверхновой (СН) посредством *эффекта Примакова* $p + \gamma \longrightarrow p + a$. Данный канал производства является основным для АПЧ с массами $m_a \lesssim 80$ МэВ. В ходе процесса происходит резонансное превращение теплового фотона сильным электростатическим полем, создаваемым протонами, в аксионо-подобные частицы. Вклад электронов можно не учитывать, так как они сильно вырождены в ядре сверхновой, следовательно, их фазовое пространство заблокировано по принципу Паули и вклад в производство АПЧ пренебрежимо мал.

Сечение взаимодействия производства безмассовых АПЧ по Примакову

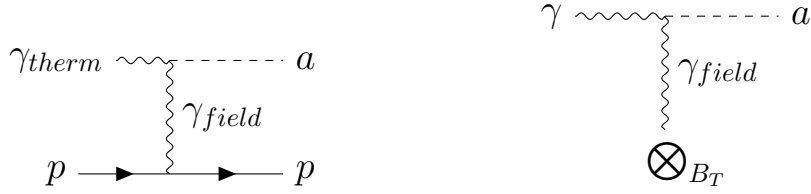


Рис. 1: Диаграммы Феймана, описывающие рождение аксионо-подобной частицы посредством эффекта Примакова (слева) и рождение АПЧ посредством конверсии тепловых фотонов в сильном магнитном поле внутри СН (справа)

задается формулой из [1]

$$\sigma_0(E_a) = \frac{\alpha g_{a\gamma\gamma}^2}{8} \left[\left(1 + \frac{k_s^2}{4E_a^2} \right) \ln \left(1 + \frac{4E_a^2}{k_s^2} \right) - 1 \right] \quad (2)$$

где k_s — эффективный масштаб экранирования Дебая, равный обратному радиусу Дебая — расстоянию, за пределами которого заряд отдельной частицы практически экранирован зарядами других заряженных частиц в плазме, α — постоянная тонкой структуры. В то же время величина $\sigma(E_a)$ может быть рассчитана и для массивных АПЧ по следующей формуле из [1]

$$\sigma(E_a) = \frac{\alpha g_{a\gamma\gamma}^2}{8} \left\{ \left(1 + \frac{k_s^2}{4E_a^2} - \frac{m_a^2}{2E_a^2} \right) \ln \left[\frac{2E_a^2(1 + \beta) + k_s^2 - m_a^2}{2E_a^2(1 - \beta) + k_s^2 - m_a^2} \right] - \beta \right. \\ \left. - \frac{m_a^4}{4k_s^2 E_a^2} \ln \left[\frac{m_a^4 + k_s^2(2E_a^2(1 + \beta) - m_a^2)}{m_a^4 + k_s^2(2E_a^2(1 - \beta) - m_a^2)} \right] \right\} \quad (3)$$

где $\beta = \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{E_a^2}}$.

Сравнивая формулы 2 и 3, можно сделать вывод о том, что рождение более массивных аксионо-подобных частиц имеет меньшее сечение взаимодействия, по сравнению с частицами с пренебрежимо малыми массами. Однако поиск формулы для распределения АПЧ по энергиям производится с помощью более простой формулы 2, поэтому для массивных аксионо-подобных частиц стоит сделать следующую поправку в распределении по

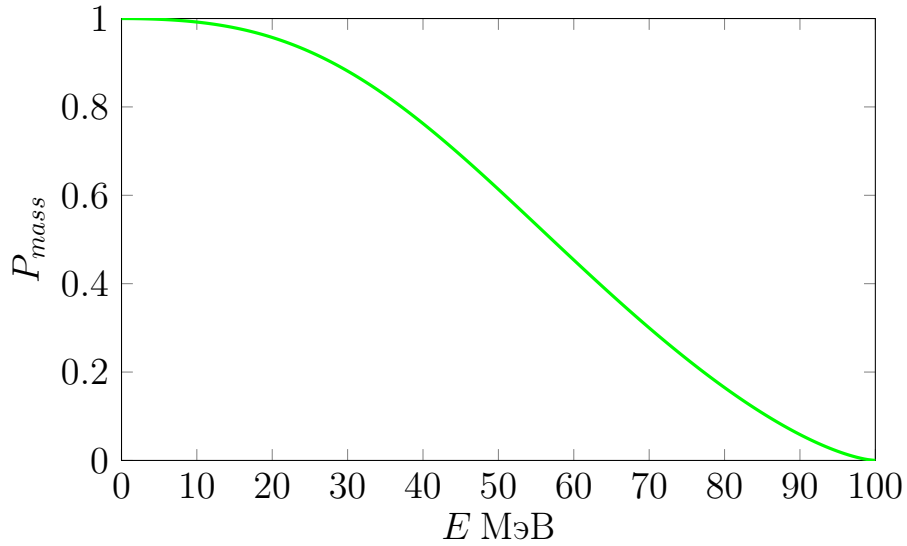


Рис. 2: Зависимость поправочного коэффициента для массивных АПЧ от их массы в МэВ энергиям

$$P_{mass}(m_a) = \frac{\sigma(m_a, E_a)}{\sigma_0(E_a)} \quad (4)$$

График соответствующей зависимости $P_{mass}(m_a)$ приведён на Рис. 2.

Дифференциальная скорость производства АПЧ в единице объёма ($\frac{d\dot{n}}{dE}$) может быть рассчитана путём умножения формулы 2 на концентрацию тепловых фотонов. Для повышения точности расчётов нужно также учитывать уменьшение количества протонов-мишеней за счёт вырождения материи, связанного со значительными квантово-механическими эффектами, вызванными величиной гравитационного давления внутри сверхновой звезды. Дифференциальная скорость производства АПЧ может быть получена путём интегрирования $\frac{d\dot{n}}{dE}$ по всему объёму звезды

$$\frac{d\dot{N}_a}{dE} = \iiint_V \frac{d\dot{n}}{dE} dV$$

$$\frac{d\dot{N}_a}{dE} = \int_0^{R_{SN}} 4\pi r^2 \frac{d\dot{n}}{dE} dr$$

В качестве приближённого численного решения данного интеграла часто используется формула, также широко распространённая в области исследований, связанных с потоком нейтрино от сверхновых, например в [2]

$$\frac{d\dot{N}_a}{dE} = C \left(\frac{E}{E_0} \right)^\beta \exp \left[-\frac{(\beta + 1)E}{E_0} \right] \quad (5)$$

где C — нормировочная константа, зависящая от времени, β и E_0 — подгоночные коэффициенты, которые также являются функциями времени.

В проводимой работе взрыв сверхновой будет считаться мгновенным событием, по сравнению с другими временными характеристиками, фигурирующими в задаче, например временем запаздывания АПЧ-фотонов. Следовательно, для дальнейшей работы нам понадобится проинтегрировать $\frac{d\dot{N}_a}{dE}$ по времени взрыва сверхновой, которое, для сверхновых с массами $M \sim 18M_\odot$, можно принять равным 18 секундам, опираясь на [3]. В результате мы получим функцию распределения АПЧ по энергиям

$$\frac{dN_a}{dE} = \int_0^{18\text{сек}} \frac{d\dot{N}_a}{dE} dt$$

Будем использовать в качестве аппроксимирующей функцию, подобную функции распределения фотонов, излучаемых абсолютно чёрным телом, по энергиям, умноженную на сечение взаимодействия по Примакову

$$\frac{dN_a}{dE} = C \frac{E_a^2}{\exp\left(\frac{E_a}{T}\right) - 1} \sigma_0(E_a) \quad (6)$$

где T — эффективная температура внутри звезды в первые 18 секунд взрыва, σ_0 — сечение взаимодействия для производства безмассовых АПЧ, задаваемое формулой 2. Лучшее соответствие с более точными решениями даёт следующий выбор коэффициентов из [3]: $C = 2,03 \cdot 10^{77} \text{ МэВ}^{-1}$, $T = 31,3 \text{ МэВ}$, $k_s = 17,3 \text{ МэВ}$. Константа $g_{a\gamma\gamma} \equiv 10^{-10} \text{ ГэВ}$ здесь и в последующих расчётах.

Эффект Примакова является основным каналом производства лёгких аксионо-подобных частиц, однако для АПЧ с массами $m_a \sim \mathcal{O}(10 \text{ МэВ})$,

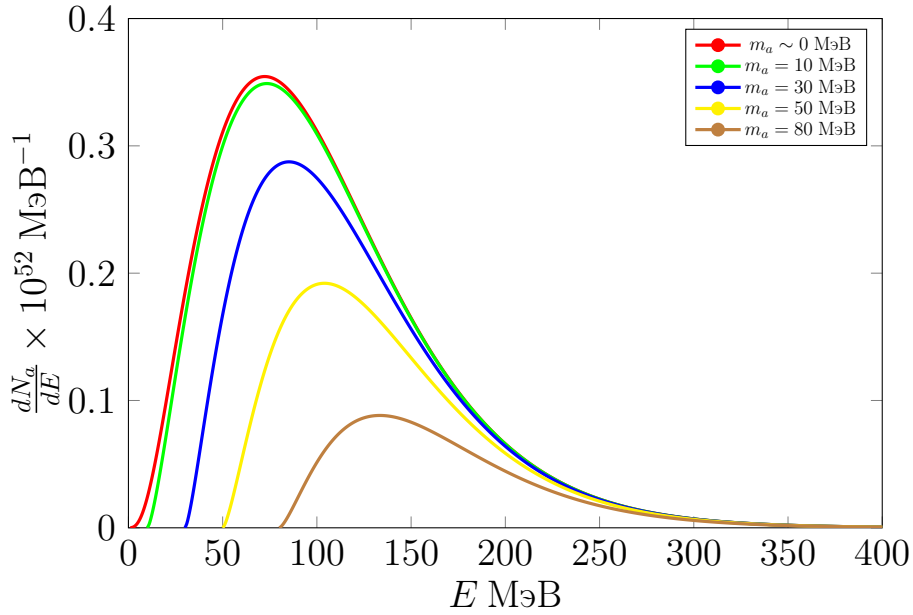


Рис. 3: Распределение АПЧ по энергиям

при наличии крайне больших магнитных полей внутри сверхновых ($B \sim \mathcal{O}(10^{15})\text{Гс}$) основную роль в производстве может начать играть процесс конверсии тепловых фотонов в АПЧ (Рис. 3). Данный канал производства начал рассматриваться в литературе совсем недавно по причине отсутствия возможности качественного численного моделирования распределения магнитных полей внутри сверхновой при её взрыве. На данный момент такие модели начали появляться, например *MHD supernova model*. Однако рассмотрение этого процесса требует глубокого изучения самой модели и сопутствующей теоретической базы, поэтому данный канал производства не будет детально рассмотрен в этой работе. Рождение АПЧ в таких условиях детально рассмотрено в статье [4].

Несмотря на упрощения, связанные с наличием у АПЧ только связи с фотонами, решение задачи, посвященной их рождению внутри сверхновой звезды, сильно зависит от моделей и приближений для каждого конкретного астрономического объекта, например распределения температуры, плотности, массы протонов, степени их вырождения и т.д. внутри СН после её вспышки. Самой часто используемой для расчётов сверхновой является

SN1987a. Её популярность связана с наличием большого количества информации о её взрыве, по сравнению с другими звёздами. Следовательно, модели и решения задач, сделанные в их рамках, для *SN1987a* имеют заведомо большую точность, чем для любой другой сверхновой. Поэтому построение спектра $\frac{dN_a}{dE}$, являющегося, строго говоря, подгоночным, осуществляется по параметрам *SN1987a*.

3 Распад АПЧ

В предыдущем разделе был рассмотрен процесс рождения АПЧ внутри сверхновой. В этой части работы рассматривается обрванный процесс — распад.

Так как аксионо-подобные частицы крайне слабо взаимодействуют с окружающей их средой, считается, что они беспрепятственно покидают сверхновую звезду после рождения, подобно нейтрину, а следовательно, излучаются изотропно во всех направлениях.

Благодаря тому, что аксионо-подобные частицы связаны только с фотонами, из всевозможных схем распада аксионов КХД для АПЧ реализуются только две: конверсия аксионо-подобных частиц в фотоны в сильном магнитном поле и самопроизвольный распад АПЧ на два фотона, связанный с их нестабильностью. Соответствующие диаграммы Феймана приведены ниже. Рассмотрим каждый из исходов подробнее.

3.1 Конверсия АПЧ в сильном магнитном поле

Магнитные поля присутствуют почти во всех космических объектах. Аксионо-подобные частицы с энергией E_a , распространяющиеся в космосе в магнитном поле, имеющем перпендикулярную их распространению составляющую B_T , имеют вероятность превратиться в фотон (Рис. 4 левая схе-



Рис. 4: Диаграмма Феймана, описывающая распад АПЧ в сильном магнитном поле (слева) и самопроизвольный распад на два фотона (справа)

ма). Такой исход наиболее вероятен для лёгких АПЧ с массами, меньшими $m_a \sim 10^{-10}$ эВ. В данной задаче речь идёт о более массивных аксионоподобных частицах, для которых этот процесс сильно подавлен, по сравнению с двухфотонным распадом.

Вероятность АПЧ-фотонной конверсии может быть найдена по формуле из [5]

$$\mathcal{P}_{a\gamma} = (\Delta_{a\gamma}d)^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta_{osc}d}{2}\right) \quad (7)$$

$$\Delta_{osc} \equiv \sqrt{(\Delta_a - \Delta_{pl})^2 + 4\Delta_{a\gamma}^2}$$

Параметры $\Delta_{a\gamma}$, Δ_a , Δ_{pl} для Млечного Пути составляют

$$\Delta_{a\gamma} \simeq 1.5 \times 10^{-2} \left(\frac{g_{a\gamma}}{10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1}}\right) \left(\frac{B_T}{10^{-6} \text{ Гс}}\right)_{\text{КПК}}^{-1}$$

$$\Delta_a \simeq -7.8 \times 10^{-3} \left(\frac{m_a}{10^{-10} \text{ эВ}}\right)^2 \left(\frac{E}{100 \text{ МэВ}}\right)^{-1} \text{КПК}^{-1}$$

$$\Delta_{pl} \simeq -1.1 \times 10^{-6} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ см}^{-3}}\right) \left(\frac{E}{100 \text{ МэВ}}\right)^{-1} \text{КПК}^{-1}$$

где $B_T \simeq 4.7$ мкГс, концентрация электронов $n_e \simeq 1.1 \times 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, d — расстояние, которое преодолела аксионоподобная частица в килопарсеках.

Дифференциальный флюенс фотонов может быть получен путём умножения вероятности $\mathcal{P}_{a\gamma}$ на распределение аксионоподобных частиц по энер-

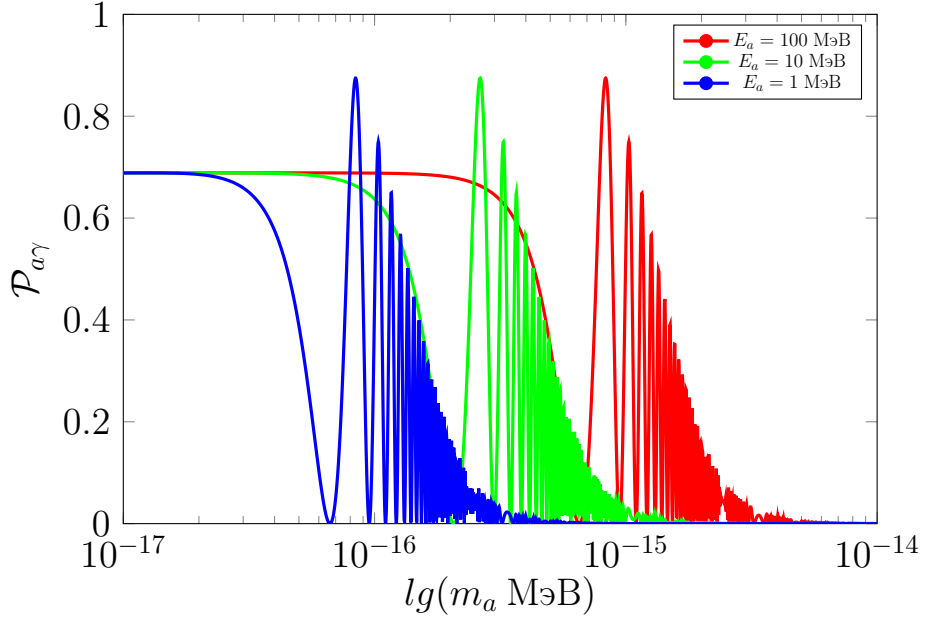


Рис. 5: Вероятность конверсии АПЧ в фотон в магнитном поле Млечного Пути в зависимости от массы аксионо-подобной частицы, $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-10}$ ГэВ

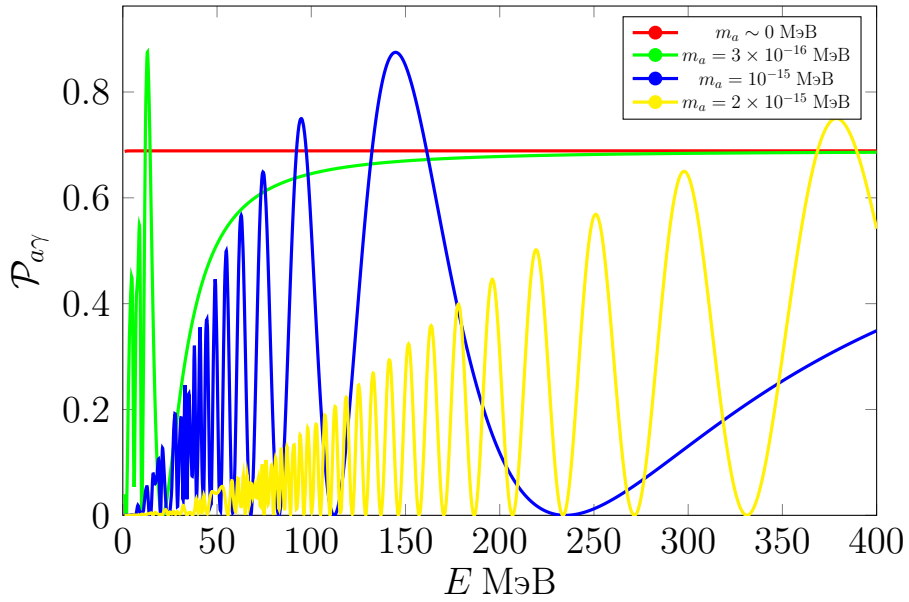


Рис. 6: Вероятность конверсии АПЧ в фотон в магнитном поле Млечного Пути в зависимости от энергии аксионо-подобной частицы, $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-10}$ ГэВ

гиям и делением на площадь сферы с радиусом d :

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{dN_a}{dE} \times \mathcal{P}_{mass} \times \mathcal{P}_{a\gamma} \quad (8)$$

где d — расстояние от сверхновой до Земли (для SN1987a $d = 51.4$ кпк). Распределение аксионо-подобных частиц по энергиям задаётся формулой 6 с учётом поправки 4 для массивных АПЧ.

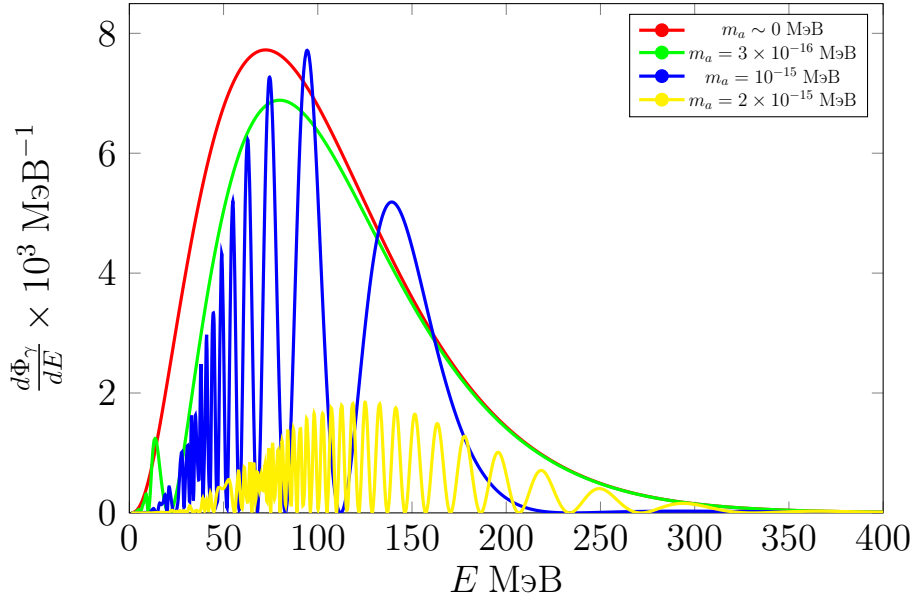


Рис. 7: Дифференциальный флюенс конверсионных фотонов

Проинтегрировав формулу 8 по энергии можно получить флюенс фотонов, родившихся при конверсии АПЧ в сильном магнитном поле Млечного Пути, на Земле без учёта дополнительных потерь, связанных, например, с особенностями регистрирующего устройства.

$$\mathcal{F}_\gamma = \int_{m_a}^{\infty} \frac{d\Phi_\gamma}{dE} dE \quad (9)$$

Для аксионо-подобных частиц, имеющих массу, отличную от нуля, дифференциальный флюенс (Рис. 7) приобретает вид быстро осциллирующей функции с оглибающей в виде Рис. 3, следовательно, флюенс фотонов от таких частиц много меньше, чем от АПЧ, для которых выполнено $m_a \lesssim 10^{-10}$ эВ, так как присутствуют запрещенные по энергии области, отсутствующие для почти безмассовых аксионо-подобных частиц. Так, флюенс

для АПЧ с $m_a = 3 \times 10^{-16}$ МэВ составляет $\mathcal{F}_\gamma = 0.83 \times 10^6$ см⁻², а для $m_a = 2 \times 10^{-15}$ МэВ — $\mathcal{F}_\gamma = 0.14 \times 10^6$ см⁻². При дальнейшем увеличении массы происходит экспоненциальное падение вероятности конверсии АПЧ в магнитном поле (Рис. 5), следовательно, флюенс от таких аксионоподобных частиц стремится к нулю. Поэтому в последующих расчётах доля частиц с массами $m_a \sim \mathcal{O}(0.1 - 100$ МэВ), распавшихся таким образом, не будет учитываться вовсе, так как данный процесс для них полностью подавлен.

3.2 Двухфотонный распад АПЧ

Для АПЧ, обладающих массами $m_a \sim \mathcal{O}(0.1 - 100$ МэВ), характерен двухфотонный распад, происходящий из-за их нестабильности. Постоянная распада задаётся формулой из [6]

$$\Gamma_{a\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}{64\pi} = \frac{1}{1.32 \times 10^8 \text{ сек}} \left(\frac{g_{a\gamma\gamma}}{10^{-12} \text{ ГэВ}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{m_a}{10 \text{ МэВ}} \right)^3 \quad (10)$$

Исходя из которой, средняя длина, преодолеваемая аксионоподобной частицей, может быть найдена по формуле

$$\langle L \rangle = \frac{\gamma v}{\Gamma_{a\gamma\gamma}} = \frac{\gamma \beta c}{\Gamma_{a\gamma\gamma}} \quad (11)$$

Множитель $\gamma = \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{Ea^2}}$ появляется в связи с наличием ненулевой скорости у частиц и начинает играть роль для АПЧ, у которых $v \sim c$.

Как и любые другие нестабильные частицы, АПЧ подчиняются закону радиоактивного распада

$$\mathcal{N}(t) = \mathcal{N}_0 \exp\left(-\frac{t\Gamma_{a\gamma\gamma}}{\gamma}\right)$$

что также можно переписать, используя формулу 11, в виде

$$\mathcal{N}(t) = \mathcal{N}_0 \exp\left(-\frac{t}{\langle L \rangle}\right) \quad (12)$$

Опираясь формулу 12, можно сразу же ввести ограничение на флюенс фотонов, связанное с невозможностью фиксации на Земле тех распадных фотонов, для родительских частиц которых не выполнено соотношение $\langle L \rangle < d$, где d — расстояние между Землёй и сверхновой. На самом деле, вероятность зафиксировать АПЧ будет уменьшаться всё время по мере увеличения $\langle L \rangle$ и упадёт до нуля, когда среднее расстояние, преодолеваемое АПЧ до распада, сравняется с расстоянием от Земли до сверхновой. Это условие можно задать в виде:

$$\mathcal{P}_d(E_a) = 1 - \exp\left(-\frac{d}{\langle L(E_a) \rangle}\right) \quad (13)$$

Подразумевается, что изменение $\langle L \rangle$ связано с изменением значений параметров $\{g_{a\gamma\gamma}, m_a\}$. Следовательно, для каждой конкретной сверхновой возможна фиксация аксионо-подобных частиц лишь с некоторым набором этих параметров. А значит, чем с большего количества СН будет собираться статистика, тем больше областей пространства $\{g_{a\gamma\gamma}, m_a\}$ будет исследовано.

Кроме того, потерянными для детектора также будут фотоны, родительские АПЧ которых распадутся до вылета из эффективной зоны вокруг сверхновой, радиус которой может быть много больше реального радиуса СН (для SN1987a из [Reff] $R_{eff} \sim 50$ км, $R_{eff} \sim 3 \times 10^{10}$ м). Поправочный коэффициент, учитывающий долю таких фотонов можно записать в виде

$$\mathcal{P}_{surv}(E_a) = \exp\left(-\frac{R_{SN}}{\langle L(E_a) \rangle}\right) \quad (14)$$

При финальном подсчёте флюенса нужно также учитывать ограничения, связанные с характеристиками измеряющего прибора и кинематикой двухфотонного распада. Это будет сделано в последующих пунктах работы. Флюенс фотонов, родившихся при двухфотонном распаде, без учёта

таких потерь может быть рассчитан следующим образом

$$\mathcal{F}_\gamma = \frac{2}{4\pi d^2} \int_{m_a}^{\infty} \left(\frac{dN_a}{dE} \times \frac{\sigma(m_a, E_a)}{\sigma_0(E_a)} \times \mathcal{P}_d(E_a) \times \mathcal{P}_{surv}(E_a) \right) dE \quad (15)$$

$$\mathcal{F}_\gamma = \frac{2}{4\pi d^2} \int_{m_a}^{\infty} \frac{dN_a}{dE} \times \frac{\sigma(m_a, E_a)}{\sigma_0(E_a)} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\langle L(E_a) \rangle}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{R_{SN}}{\langle L(E_a) \rangle}\right) dE$$

Для выбранных характеристик составляет: $\mathcal{F}(m_a = 10 \text{ МэВ}) \simeq 1.3 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$, $\mathcal{F}(m_a = 30 \text{ МэВ}) \simeq 0.8 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$, $\mathcal{F}(m_a = 50 \text{ МэВ}) \simeq 0.28 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$, $\mathcal{F}(m_a = 80 \text{ МэВ}) \simeq 1.5 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$. Для аксионо-подобных частиц, обладающих большими массами, величина $\langle L(E_a) \rangle$ становится слишком малой, что приводит к распаду таких частиц внутри эффективного радиуса сверхновой. В результате распадные гамма-кванты рассеиваются СН и не достигают детектора. Для частиц, масса которых стремится к нулю, регистрируемый флюенс подавляется множителем $\mathcal{P}_d(E_a)$, так как средняя длина, которую преодолевают АПЧ, становится слишком большой, следовательно, частицы распадаются либо слишком близко к Земле, либо вовсе не распадаются в области между Землёй и СН.

Таким образом, двухфотонный распад является основной причиной появления запаздывающего свечения от АПЧ с массами порядка десятка МэВ. Этот способ распада также мог бы оставаться в силе для почти безмассовых частиц, однако из-за слишком большого времени их жизни, аксионо-подобные частицы не успевают распасться до Земли, что приводит к невозможности фиксации дочерних фотонов от таких частиц, а вероятность конверсии в магнитном поле Млечного Пути, напротив, сильно возрастает. Следовательно, такие АПЧ превращаются в фотон путём конверсии раньше, чем распадаются на два фотона из-за своей нестабильности, что приводит к появлению флюенса конверсионных фотонов. Если такие превращения происходят между СН и Землёй, то флюенс может фиксироваться прибором. Однако такого излучения не было обнаружено на прак-

тике после взрыва SN1987a, именно поэтому основным направлением этой работы является изучение именно двухфотонного распада.

Далее в работе будет рассмотрена кинематика двухфотонного распада, изучен эффект запаздывания фотонов, а также получены дополнительные ограничения на флюенс распадных гамма-квантов, связанные с его особенностями и самим регистрирующим устройством.

4 Кинематика и геометрия двухфотонного распада АПЧ

4.1 СЦИ и ЛСК

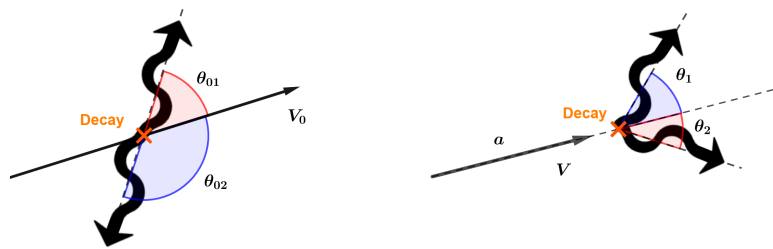


Рис. 8: Распад АПЧ на два фотона в СЦИ (лева) и ЛСК (справа)

Кинематика двухфотонного распада в основном рассматривается в двух системах отсчёта: связанной с родительской частицей, то есть движущейся относительно наблюдателя с её скоростью V_0 (*СЦИ*) и лабораторной системой координат (*ЛСК*). Схематические изображения представлены на Рис. 8.

Удобство первой заключается в том, что у покоящийся частицы нет выделенного направления распада, все направления равновероятны, а дочерние фотоны разлетаются под углами, для которых выполнено условие $\theta_{01} + \theta_{02} = \pi$. Сами углы отсчитываются от направления движения СЦИ относительно ЛСК. Для системы центра инерции можно записать следующие

законы сохранения энергии и импульса, а также учесть то, что распадные частицы — фотоны

$$\begin{cases} E_{\gamma 01} + E_{\gamma 02} = m_a c^2 \\ |p_{\gamma 01}| = |p_{\gamma 02}| \\ E_{\gamma 0i} = p_{\gamma 0i} c \end{cases} \quad (16)$$

Из системы 16 следует, что энергии распадных фотонов в СЦИ равны $E_{\gamma 01} = E_{\gamma 02} = m_a c^2 / 2$.

В ЛСК систему уравнений 16 можно переписать в виде

$$\begin{cases} E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = E_a \\ \mathbf{p}_{\gamma 1} + \mathbf{p}_{\gamma 2} = \mathbf{p}_a \\ E_{\gamma i} = p_{\gamma i} c \end{cases} \quad (17)$$

Решение этой системы более затруднительно, потому что для импульсов записано векторное равенство. Для её решения необходимо воспользоваться формулами преобразования энергии и импульса из релятивистской механики [7]. В результате для энергии распадной частицы

$$E_{\gamma 0i} = \frac{E_{\gamma i} - V_0 p_{\gamma i} \cos \theta}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}} \quad (18)$$

Откуда

$$E_{\gamma i} = \frac{E_{\gamma 0i} \gamma}{1 - \beta \cos \theta} \quad (19)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}$, $\beta = \frac{V_0}{c}$. При $V_0 \ll c$ $E_{\gamma i} = E_a / 2$, то есть реализуется классический случай распада, однако для $V_0 \sim c$ энергии дочерних фотонов имеют отличие этого значения и не равны друг другу по модулю в общем случае.

Угловое и энергетическое распределение распадных фотонов в ЛСК можно найти используя равную по углам вероятность распада в СЦИ и

связь углов θ_0 (СЦИ) и θ (ЛСК).

$$dN_\gamma = \frac{1}{4\pi} d\Omega_0$$

$$\cos \theta_0 = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta}$$

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$$

$$dN_\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - \beta^2}{2(1 - \beta \cos \theta)^2} d\Omega$$

$$\frac{dN_\gamma}{d\theta} = \frac{(1 - \beta^2) |\sin \theta|}{2(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (20)$$

С учётом формулы 19 распределение по энергиям можно записать в виде

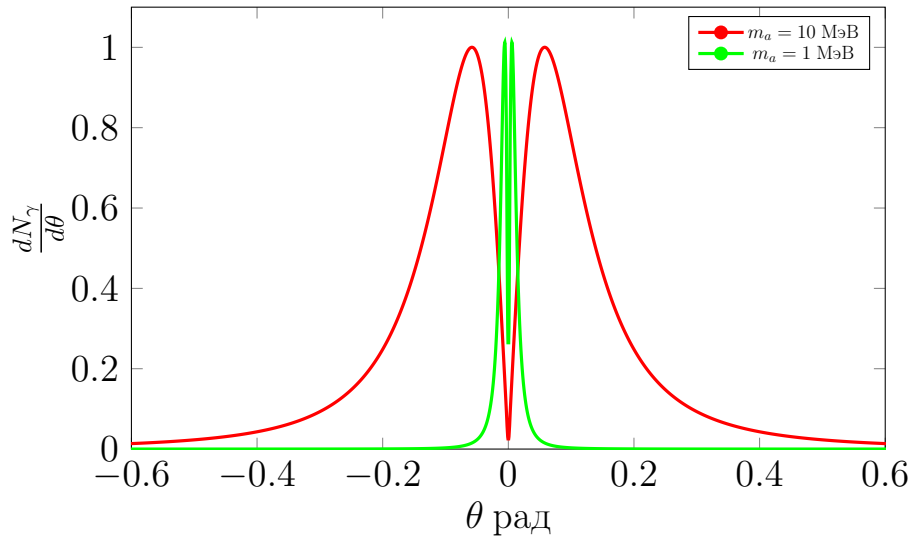


Рис. 9: Угловое распределение распадных фотонов

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = \frac{m_a}{4} \times \frac{\gamma\beta}{E^2} \quad (21)$$

Нормированный на единицу график зависимости $\frac{dN_\gamma}{d\theta}$ для АПЧ с параметрами $m_a = 10$ МэВ и $m_a = 1$ МэВ; $E_a = 100$ МэВ представлен на Рис. 9. В отличие от СЦИ, в ЛСК дочерние фотоны испытывают лоренцев буст и “прижимаются” к направлению движения родительской АПЧ, однако не могут быть излучены строго в этом направлении. Стоит заметить, что из-за

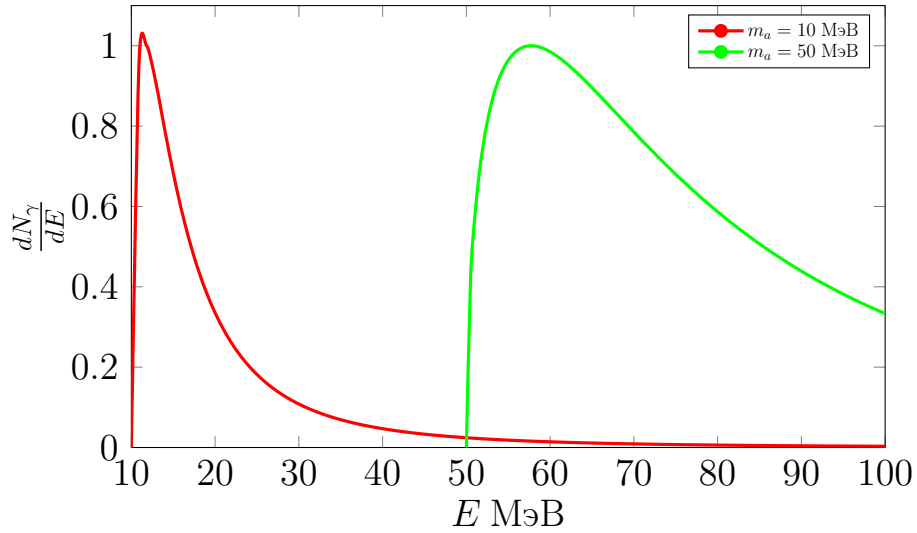


Рис. 10: Нормированное на единицу распределение распадных фотонов по энергиям

этого из двух распадных фотонов детектором всегда фиксируется только один.

График распределения по энергиям для АПЧ с массами $m_a = 10$ МэВ и $m_a = 50$ МэВ представлен на Рис. 10. Можно видеть, что для мало энергичных (классических) частиц график имеет строго выраженный пик, где фотоны имеют энергии $E_{\gamma i} \simeq E_a/2$, а для релятивистских частиц зависимость “расплывается”, а фотоны имеют существенный разброс по энергиям.

4.2 Запаздывающее свечение

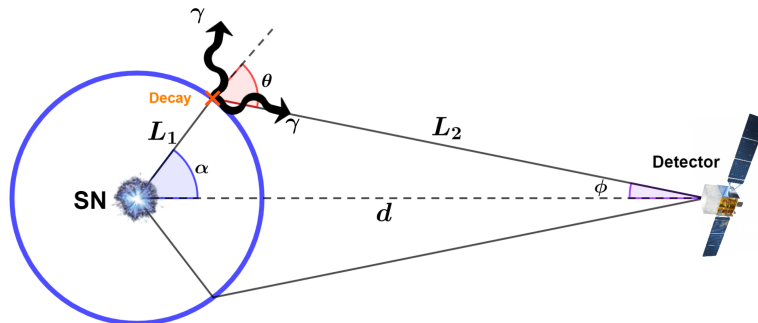


Рис. 11: Геометрия задачи о распаде АПЧ на два фотона

Взрыв СН всегда сопровождается излучением гамма-квантов во всех направлениях, в том числе в направлении Земли. Также сверхновой излучаются другие более тяжёлые частицы, например АПЧ, которые в последствии распадаются на дочерние фотоны, фиксируемые, в отличие от конвенционных фотонов, не обязательно вдоль прямого направления Земля-СН, а под некоторыми углами ϕ к нему. Причём регистрируются такие фотоны с временной задержкой относительно фотонов взрыва, связанной с тем, что расстояние d меньше суммы расстояний $L_1 + L_2$. Усиливает задержку также то, что скорость АПЧ меньше скорости света. В результате имеет место своеобразное распределение по времени фиксации таких частиц детектором, говорят, что АПЧ-фотоны “запаздывают” за фотонами взрыва. Геометрический эскиз процесса представлен на Рис. 11, из которого можно определить величину времени запаздывания распадных фотонов

$$\Delta t = \frac{1}{c} \times \left(\frac{L_1}{\beta} + L_2 - d \right) \quad (22)$$

Связь между величинами длин и углов можно найти из теорем синусов и косинусов. Стоит отметить, что углы θ, ϕ можно рассматривать только в первом квадранте тригонометрического круга для большинства параметров $\{g_{a\gamma\gamma}, m_a\}$. Так, количество распадных фотонов, распространяющихся под углами, большими одного радиана к направлению движения родительских АПЧ, пренебрежимо мало (см. Рис. 9); $L_1 \simeq \langle L \rangle < d$, так как фотоны с большим расстоянием $\langle L \rangle$ не фиксируются детектором. Угол α может принимать различные значения. Распределение $\frac{dN_\gamma}{d\phi}$ учитывает вклады от АПЧ, излученных во всех направлениях. Однако фиксируются только те распадные фотоны, родительские АПЧ которых излучались под $\alpha \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right]$, так как испытывают лоренцев-буст и не отклоняются от направления движения родительской частицы на большие углы, необходимые для их дальнейшего попадания в детектор. Поэтому соответствующие связи можно записать в виде, справедливом только для первого квадранта

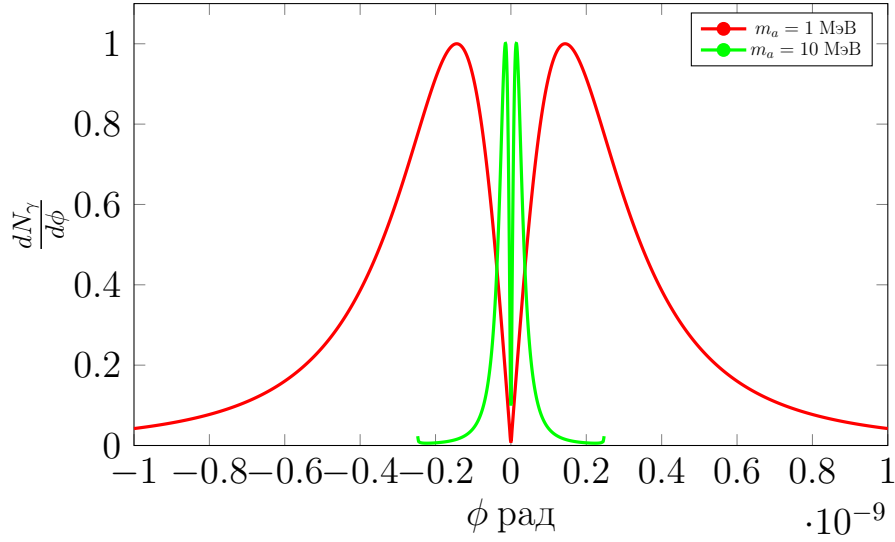


Рис. 12: Нормированное на единицу распределение распадных фотонов по углам ϕ

тригонометрического круга:

$$\begin{cases} \frac{L_1}{\sin \phi} = \frac{L_2}{\sin \alpha} = \frac{d}{\sin \theta} \\ L_2 = -L_1 \cos \alpha + \sqrt{d^2 - L_1^2 \sin^2 \alpha} \end{cases} \quad (23)$$

Тогда с использованием связи между углами θ и ϕ распределение распадных фотонов по углу относительно прямого направления Земля-СН задаётся следующими формулами

$$\begin{cases} \frac{dN_\gamma}{d\phi} = \frac{d^2(1-\beta^2)|\sin 2\phi|}{2L_1\sqrt{L_1^2-d^2\sin^2\phi^2}} \times \frac{1}{2(1-\beta\sqrt{1-(d/L_1)^2\sin^2\phi^2})^2}, \alpha \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right] \\ \frac{dN_\gamma}{d\phi} = \frac{d^2(1-\beta^2)|\sin 2\phi|}{2L_1\sqrt{L_1^2-d^2\sin^2\phi^2}} \times \frac{1}{2(1+\beta\sqrt{1-(d/L_1)^2\sin^2\phi^2})^2}, \alpha \in \left(\frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}\right) \end{cases} \quad (24)$$

График $\frac{dN_\gamma}{d\phi}$ представлен на Рис.12 для АПЧ с теми же характеристиками, что и для Рис. 9. Видно, что больший по углам разброс имеют АПЧ с меньшей массой. С большой точностью можно принять угол $\phi \simeq 0$ рад, то есть утверждать, что все фотоны фиксируются вдоль прямого направления

Земля-СН. Для этого случая время задержки можно переписать в виде

$$\Delta t \simeq \frac{L_1}{c} \times \frac{1 - \beta}{\beta} \quad (25)$$

Так, например для АПЧ с параметрами $m_a = 1$ МэВ, $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-15}$ МэВ $^{-1}$, $E_a = 100$ МэВ задержка составляет $\Delta t \simeq 6.6 \times 10^3$ сек, а для $m_a = 10$ МэВ, $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-13}$ МэВ $^{-1}$, $E_a = 100$ МэВ всего $\Delta t \simeq 6.6$ сек, то есть время запаздывания сильно варьируется от одних параметров АПЧ к другим.

Кроме того, используя упрощенную формулу 25, становится возможным получить формулу распределения флюенса по времени задержки, установив приближённую связь между энергией и временем запаздывания, а также ввести самое жёсткое ограничение на флюенс фотонов, связанное с конечностью промежутка измерения, проводимого прибором. Для некоторых наборов параметров $\{g_{a\gamma\gamma}, m_a\}$ время запаздывания крайне велико. Это означает, что их дочерние фотоны вовсе не могут быть зафиксированы низкостатистичными приборами, что порождает целые зоны в области параметров АПЧ, в пределах которых мы не можем вести исследования из-за отсутствия главных носителей информации об этих областях — АПЧ-фотонах.

Условие на временную задержку может быть записано в виде: $\Delta t \lesssim \delta t$; соответствующее ему максимальное среднее расстояние, преодолеваемое АПЧ до распада равно $L_{max} = c\delta t \frac{\beta}{1-\beta} \sim \delta t \gamma^2 = \delta t \frac{E_a^2}{m_a^2}$. Пока $L_{max} \lesssim \langle L \rangle$ для запаздывания $\Delta t \lesssim \delta t$, вероятность зафиксировать дочерний фотон равна

$$\mathcal{P}_{delay} \approx \frac{L_{max}}{\langle L \rangle} \approx \delta t E_a g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^2 \quad (26)$$

Следовательно, для итогового флюенса фотонов $\mathcal{F}_\gamma^{final} = \mathcal{F}_\gamma \times \mathcal{P}_{delay}$, с учётом $\sigma_0(E_a) \sim g_{a\gamma\gamma}^2$ можно утверждать, что

$$\mathcal{F}_\gamma^{final} \sim g_{a\gamma\gamma}^4 m_a^2 \quad (27)$$

Зная экспериментальный флюенс от СН, можно ограничить область параметров $\{g_{a\gamma\gamma}, m_a\}$, в которой мы можем искать АПЧ. Это может быть задано с помощью связи $g_{a\gamma\gamma} \sim \frac{1}{\sqrt{m_a}}$

Для получения окончательного выражения для флюенса фотонов, можно также учесть дополнительный поправочный коэффициент $\mathcal{P}_{detector}$, связанный с ограничением области фиксируемых детектором энергий. Для получения его численного значения достаточно найти отношение площади под графиком, вырезаемой пределами измерения прибора, к полной площади под графиком соответствующего энергетического распределения.

Для наблюдений за взрывом сверхновой SN1987a описываемые выше величины можно принять равными $\delta t \simeq 223$ сек, $\mathcal{P}_{detector} \sim 0.7$ [SN1987a].

Учитывая всё вышесказанное, можно записать формулу для флюенса фотонов в единицу времени, проинтегрировав которую можно получить суммарный флюенс.

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{dN_a}{dE} \times \left(\frac{\sigma(m_a, E(t))}{\sigma_0(E(t))} \right) \times \left(\frac{dt}{dE} \right)^{-1} \times \left[1 - \exp \left(-\frac{d}{\langle L(E(t)) \rangle} \right) \right] \times \quad (28)$$

$$\times \exp \left(-\frac{R_{SN}}{\langle L(E(t)) \rangle} \right) \times \left(\frac{(1-\beta)\gamma}{\delta t \Gamma_{a\gamma\gamma}} \right) \times \mathcal{P}_{detector}$$

$$\mathcal{F}_\gamma = \frac{1}{4\pi d^2} \mathcal{P}_{detector} \int \frac{dN_a}{dE} \times \left(\frac{\sigma(m_a, E(t))}{\sigma_0(E(t))} \right) \times \left(\frac{dt}{dE} \right)^{-1} \times \left[1 - \exp \left(-\frac{d}{\langle L(E(t)) \rangle} \right) \right] \times \exp \left(-\frac{R_{SN}}{\langle L(E(t)) \rangle} \right) \times \left(\frac{(1-\beta)\gamma}{\delta t \Gamma_{a\gamma\gamma}} \right) dt \quad (29)$$

Величину $\frac{dt}{dE}$ можно получить из приближённой формулы 25. Для указанных параметров флюенс составляет $\mathcal{F}_\gamma = 0.146 \times 10^6$ см⁻², против $\mathcal{F}(m_a = 10$ МэВ) $\simeq 1.3 \times 10^6$ см⁻², рассчитанного по формуле 15 без учёта последних поправок, на порядок уменьшающих ожидаемый флюенс. Далее на графиках с Рис. 14 построены зависимости $\frac{dN_\gamma}{dt}$ по мере добавления корректировочных коэффициентов, рассмотренных в этой работе для

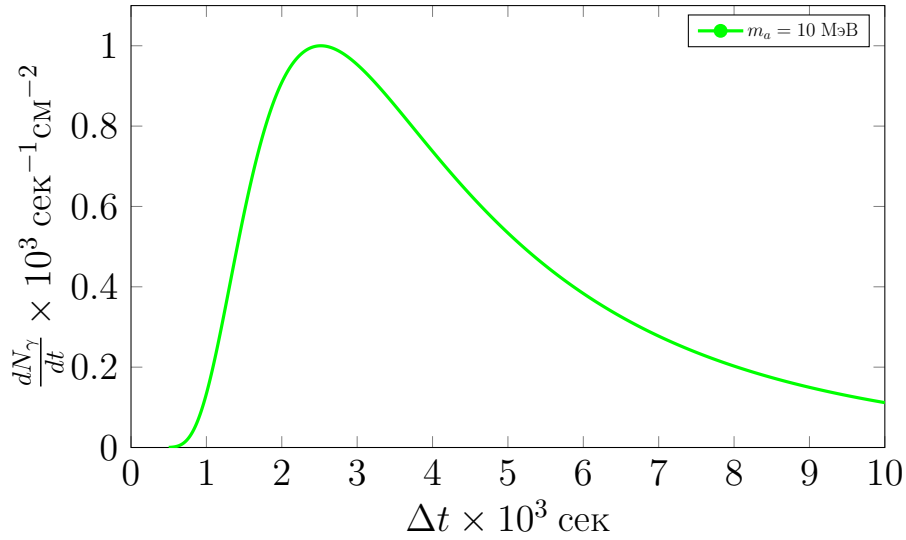


Рис. 13: Флюенс фотонов в единицу времени с учётом всех определенных в работе поправок

наглядной оценки вклада каждого из них.

5 Заключение

Сверхновые, как и многие другие космические объекты, могут представлять интерес не только для астрофизики, но и для физики элементарных частиц. СН могут служить источниками не обнаруженных до этого новых частиц, существование которых может предсказываться различными расширениями Стандартной модели. В этой работе был произведён детальный анализ возможности производства и обнаружения АПЧ, потенциально рождающихся при взрыве сверхновых. Были рассмотрены основные каналы их производства: эффект Примакова и превращение тепловых фотонов в сильном магнитном поле. Решающую роль в производстве внутри сверхновых играет именно первый процесс, а второй имеет место в определённых подклассах СН, таких как гиперновые, магнитные поля в которых достигают огромных значений, и может даже значительно преобладать над первым для определённых областей параметров и энергий.

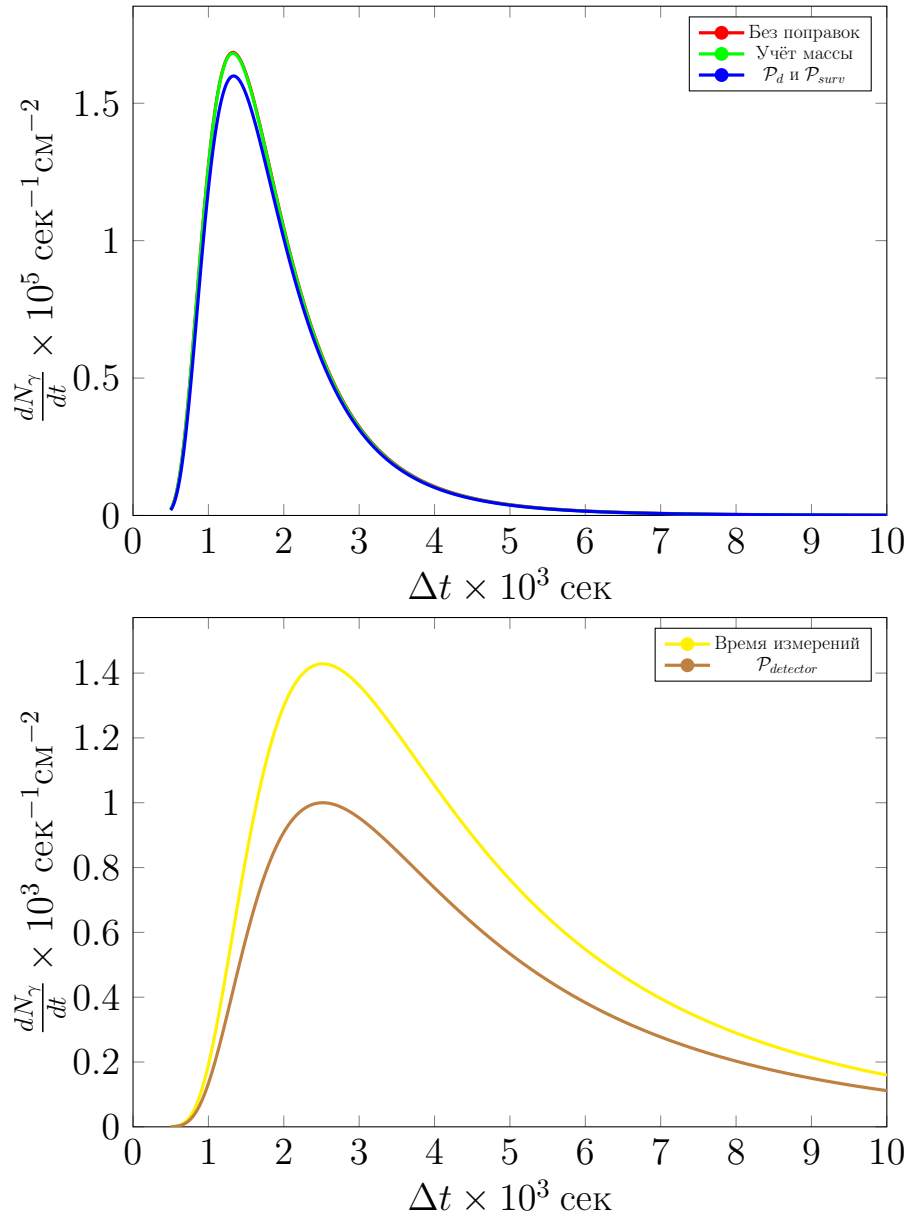


Рис. 14: Влияние поправочных коэффициентов на вид зависимости флюенса фотонов на единицу времени

Ключевой особенностью АПЧ является крайне слабое взаимодействие с окружающей их средой, что позволяет им покидать, подобно нейтрину, даже самые внутренние и плотные области СН, а значит, уносить с собой не только энергию, что, разумеется, может вносить вклад в физику взрыва СН, но и информацию об этих недрах, недоступную нашим измерительным приборам.

Однако фиксация АПЧ на прямую из космоса почти невозможна по причине всё того же крайне слабого взаимодействия. Поэтому основным объектом исследования становятся не сами частицы, а продукты их распада — дочерние фотоны, также несущие информацию как о взрыве СН, так и о родительских частицах. В работе были исследованы основные способы превращения АПЧ в фотоны: конверсия в магнитном поле Млечного Пути и двухфотонный распад в силу их нестабильности. Первый имеет место для почти безмассовых частиц и полностью подавлен для массивных. Второй же, наоборот, вызывает интерес для частиц с массами порядка десятков МэВ, так как именно эти частицы в преобладающем большинстве распадаются между Землёй и исследуемой звездой. Для двухфотонного распада имеет место характерное распределение по углам по отношению к прямому направлению Земля-СН, под которыми фиксируются с некоторым опозданием распадные АПЧ-фотоны. Это распределение может играть существенную роль для обработки результатов со спутников, снимающих показания вблизи сверхновых, однако для детекторов, расположенных в непосредственной близости от Земли, такие углы пренебрежимо малы, что позволило выполнить расчёты в этой работе, используя приближённые формулы.

Также для двухфотонного распада было детально проанализировано явление запаздывания распадных фотонов. Было показано, что запаздывание зависит от набора параметров аксионо-подобных частиц и сильно варьируется от одних к другим, а конечность времени измерения прибора

приводит к существенному сокращению количества регистрируемых фотонов, выделяя целые области в параметрах родительских АПЧ, которые не могут быть проанализированы с помощью этих устройств.

Начиная с самой простой формулы распределения АПЧ по энергиям, были постепенно введены и обоснованы следующие поправочные коэффициенты: учитывающий массу АПЧ, коэффициенты, связанные с ограниченностью пространственной и энергетической области их детектирования, а также рассчитан главный коэффициент, на несколько порядков уменьшающий расчётный флюенс, как раз связанный с конечностью времени измерения. Используя последний, была определена граница области параметров АПЧ, в которой мы можем работать.

В заключение стоит отметить, что взрыв СН — редкое событие, происходящее в Млечном Пути всего несколько раз в столетие и имеющее намного меньшую фактическую наблюдаемую частоту из-за сокрытия от Земли межзвёздной пылью. В нашей галактике за всё время было зафиксировано порядка 10 взрывов сверхновых. Ближайшей сверхновой звездой, находящейся в нашей галактике может стать Бетельгейзе. Её взрыв может пролить свет на новые области физики элементарных частиц, в том числе и на физику аксионов.

Однако стоит обратить внимание и на ближайшие взрывы СН за пределами нашей галактики, к таковым как раз и относится SN1987a, вспыхнувшая на окраине туманности Тарантул в Большом Магеллановом Облаке, карликовой галактике-спутнике Млечного Пути, приблизительно в 51,4 килопарсека от Земли. Такие события происходят безусловно чаще, однако сигнал от них намного слабее, а паразитная засветка намного больше, что делает непригодным к исследованию бесчисленное множество взрывов СН в далёких от нашей галактиках. Кроме того, каждой галактике присущи свои собственные параметры, например величины магнитных полей,

что делает их эффективные средние значения на протяжении всего пути, преодолеваемого, например АПЧ, в наших формулах крайне неточными. Говоря об аксионо-подобных частицах, летящих в сторону Земли с далёких галактик, возможно многократное превращение АПЧ в фотон и наоборот в магнитных полях, что потребует доработки используемой нами модели. Решением проблемы может стать отправление многочисленных спутников в другие галактики для наблюдения за всрывами СН в непосредственной близости, и хотя в ближайшее время такое решение кажется малоосуществимым, нужно помнить, что уже всего лишь через “один взрыв СН” в Млечном Пути (более 200 лет) это может быть вполне возможно.

Список литературы

- [1] J. Jaeckel, P. C. Malta и J. Redondo. “Decay photons from the axionlike particles burst of type II supernovae”. В: *Phys. Rev. D* 98.5 (сент. 2018), с. 14. ISSN: 2470-0029. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.055032](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.055032).
- [2] S. Andriamonje и др. “An improved limit on the axion photon coupling from the CAST experiment”. В: *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2007.4 (апр. 2007), с. 10. ISSN: 1475-7516. DOI: [10.1088/1475-7516/2007/04/010](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/04/010). eprint: [arXiv:hep-ex/0702006](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0702006).
- [3] Sebastian Hoof и др. “Updated constraints on axion-like particles from temporal information in supernova SN1987A gamma-ray data”. В: *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2023.03 (март 2023), с. 23. ISSN: 1475-7516. DOI: [10.1088/1475-7516/2023/03/054](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2023/03/054).
- [4] Andrea Caputo и др. “Axionlike Particles from Hypernovae”. В: *Phys. Rev. Lett.* 127.18 (окт. 2021), с. 7. ISSN: 1079-7114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.181102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.181102).

- [5] Pierluca Carenza и др. “Turbulent axion-photon conversions in the Milky-Way”. В: *arXiv* (апр. 2021), с. 15. DOI: [10.1103/PhysRevD.104.023003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.023003). eprint: [2104.13935](https://arxiv.org/abs/2104.13935).
- [6] R. L. Workman и др. “(Particle Data Group)”. В: *Prog.Theor.Exp.Phys* (2022), с. 64. DOI: [083C01](https://doi.org/10.1143/PTHEP.2022/083C01).
- [7] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. *Теоретическая физика: учебное пособие в 10 т.* 6-е. Т. II. Теория поля. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1972.