

РАЗРУШЕНИЕ АКСИОННЫХ МИНИКЛАСТЕРОВ В ГАЛАКТИКЕ

В. И. Докучаев ^{a,b*}, Ю. Н. Ерошенко ^{a**}, И. И. Ткачев ^{a,c***}^a *Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия*^b *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*^c *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 9 марта 2017 г.

Ранее было установлено, что аксионная темная материя кластеризуется и формирует сгустки (аксионные миникластеры) с массами $M \approx 10^{-12} M_{\odot}$. Пролеты таких сгустков через Землю являются очень редкими событиями, происходящими раз в 10^5 лет. Также было показано, что намного более вероятным событием, происходящим раз в несколько лет, является пролет Земли через шлейфы из темной материи, являющиеся остатками сгустков, которые были разрушены приливными гравитационными силами со стороны звезд Галактики. В данной работе выполнены детальные расчеты разрушения миникластеров с учетом их распределения по орбитам в гало Галактики. Исследованы два варианта гало темной материи: профиль плотности Наварро–Френка–Уайта и изотермический профиль. Помимо звезд диска Галактики учтены также звезды в гало и в балдже. Показано, что примерно 2–5 % аксионных миникластеров разрушаются при пролете около звезд и преобразуются в аксионные шлейфы, а эффективность разрушения сгустков зависит от модели гало темной материи. Ожидаемый темп регистрации шлейфов с контрастом плотности, превышающим порядок величины, составляет 1–2 за 20 лет. Рассмотрена также возможность регистрации шлейфов по их приливному гравитационному воздействию на гравитационно-волновые интерферометры.

DOI: 10.7868/S0044451017090085

1. ВВЕДЕНИЕ

Хотя темная материя (ТМ) составляет около 27 % массы Вселенной, ее природа до сих пор остается неизвестной. В качестве вероятного варианта рассматриваются незарегистрированные пока элементарные частицы, и в теоретических работах был предложен ряд конкретных частиц-кандидатов, таких, например, как нейтралино, стерильные нейтрино или аксионы. Изначально аксионное поле было введено в физику элементарных частиц для объяснения отсутствия CP-нарушения в сильных взаимодействиях. Кванты этого поля — аксионы — оказались перспективными кандидатами на роль частиц ТМ. Хотя аксионы, как ожидается, имеют малые массы, они относятся к типу холодной ТМ, так

как механизм их рождения нетепловой, они не находились в химическом и кинетическом равновесии с космической плазмой.

В работе [1] было предсказано существование сгустков ТМ, состоящих из аксионов — аксионных миникластеров. Сгустки формируются благодаря сильным флуктуациям величины аксионного поля в различных областях пространства на масштабе горизонта в эпоху начала аксионных осцилляций. При этом доля ТМ в форме аксионных миникластеров составляет $f_{mc} \sim 1$.

В работе [2] был представлен новый эффект, который может повысить шансы обнаружения аксионной ТМ, пролетающей через Землю. В [2] показано, что хотя пролет целого сгустка является чрезвычайно редким событием, часть сгустков в гало Галактики разрушаются при взаимодействии со звездами, и шлейфы ТМ с большим контрастом плотности от разрушенных сгустков могут наблюдаться в наземных детекторах примерно один раз в 20 лет. Однако в работе [2] было проведено упрощенное вычисле-

* E-mail: dokuchaev@inr.ac.ru

** E-mail: eroshenko@inr.ac.ru

*** E-mail: itkachev12@gmail.com

ние. В частности, орбитальное движение сгустков и распределение сгустков по орбитам не учитывались.

Орбиты сгустков в гало галактики не круговые, а, как правило, вытянутые. Сгустки имеют некоторое распределение по своим орбитальным параметрам, причем их орбиты испытывают прецессию (см. [3, 4]). Если сгусток или его шлейф сейчас пролетает через Солнечную систему, то раньше он мог пролетать ближе к центру Галактики, где концентрация звезд больше и вероятность разрушения выше. Поэтому необходимо рассматривать пролеты через диск Галактики не только в солнечной окрестности, как было сделано в работе [2], но и на других расстояниях за всю историю жизни сгустка в гало Галактики. Целью данной работы является выполнение такого расчета. Используемая здесь методика расчета близка к той, что применялась в работах [3–5]. В данной работе учтены также звезды в гало и балдже, которые вносят заметный вклад в разрушение сгустков.

Плотность и скорость ТМ в гало Галактики в окрестности Солнца в значительной степени фиксированы наблюдательными данными по распределению и движению звезд, так как ТМ и барионы движутся в одном и том же гравитационном потенциале. Тем не менее существует некоторая свобода выбора параметров гало, и наблюдательные данные совместимы с различными моделями гало ТМ. Чтобы выяснить зависимость итоговых результатов от модели гало, выполним расчеты для двух вариантов распределения частиц ТМ и сгустков ТМ в гало по их орбитальным параметрам: для профиля плотности Наварро – Френка – Уайта и для изотермического гало ТМ. Как оказалось, модель гало Галактики заметно влияет на результат.

В данной работе в расчетах используем характерные параметры сгустков из работы [1]: масса сгустка $M = 10^{-12} M_{\odot}$, средняя плотность $\bar{\rho} = 140 \rho_{eq} \Phi^3 (1 + \Phi)$, где Φ — величины начальных энтропийных возмущений плотности в среде аксионов (см. подробнее в [1]), тогда при $\Phi = 1$ радиус сгустка $R = 2.3 \cdot 10^{12}$ см, а дисперсия скоростей частиц ТМ в сгустке $v_{mc} \approx (GM/R)^{1/2} \approx 7.6$ см \cdot с $^{-1}$ ($v_{mc}/c \approx 2.5 \cdot 10^{-10}$). Профиль плотности сгустка выберем в согласии с теорией многопоточковой неустойчивости [6]

$$\rho_{int}(r) = \frac{3 - \beta}{3} \bar{\rho} \left(\frac{r}{R} \right)^{-\beta}, \quad (1)$$

где $\beta = 1.7$ – 1.9 (ниже в расчетах полагаем $\beta = 1.8$).

2. РАЗРУШЕНИЕ СГУСТКОВ И АДИАБАТИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА

Сгусток ТМ разрушается, если суммарный прирост его внутренней энергии $\sum (\Delta E)_j$ после одного или нескольких гравитационных взаимодействий со звездами или полем диска сравним с энергией связи сгустка $|E|$:

$$\sum_j (\Delta E)_j \sim |E|, \quad (2)$$

где суммирование проводится по последовательным гравитационным взаимодействиям. В реальности разрушение происходит не сразу, а имеет место постепенная потеря массы, преимущественно за счет приливного обдирания внешних слоев ТМ [7–11]. При этом могут выживать центральные плотные сердцевинные сгустки [4].

Если внутренние частоты обращения частиц ТМ по орбитам внутри сгустка $\omega = v_{mc}/R$ много больше характерной частоты внешней приливной силы τ^{-1} (обратное время пролета через диск или обратное время пролета масштаба прицельного параметра l до звезды), то влияние приливной силы значительно ослабевает. Этот эффект характеризуют так называемой адиабатической поправкой, или поправкой Вейнберга $A(a)$, где $a = \omega\tau$, и которая определена как отношение прироста энергии в реальном случае к приросту энергии, рассчитанному в импульсном приближении [12]. В работе [7] была найдена следующая приближенная формула:

$$A(a) = (1 + a^2)^{-3/2}. \quad (3)$$

Диск Галактики состоит из звезд и газа. Процесс разрушения сгустков включает в себя как взаимодействие с коллективным полем диска, так и взаимодействие с отдельными звездами, которые оказываются вблизи траектории сгустка в гало. В первом случае приливное гравитационное поле создается не только звездами диска, но и газопылевыми облаками в составе диска, т. е. общей гравитирующей массой диска.

Рассмотрим сначала взаимодействие сгустков с коллективным гравитационным полем диска, когда $\tau \approx H_d/v$, где $H_d \approx 500$ пк — полутолщина диска Галактики, $v \approx 200$ км \cdot с $^{-1}$ — характерная скорость пролета. Если для нейтральных сгустков $a \approx 1$ [4], то для аксионных сгустков $a \approx 200$. Таким образом, в последнем случае эффект разрушения сгустков подавлен примерно на три порядка. Оценка, сделанная в импульсном приближении, показывает, что время разрушения аксионных миникластеров коллективным полем диска составляет $\sim 10^{15}$ лет. Ес-

ли учесть адиабатическую поправку, то это время увеличивается до $\sim 10^{18}$ лет. Таким образом, данный канал разрушения не эффективен, и при пролете аксионных сгустков через диск важны только взаимодействия с отдельными звездами, а гравитационные удары коллективным полем диска роли не играют.

При взаимодействиях с отдельными звездами $\tau \approx l/v$. Возьмем в качестве l максимальный прицельный параметр l_* , при котором разрушение сгустка происходит за один пролет мимо звезды [5]

$$\left(\frac{l_*}{R}\right)^4 = \frac{4(5-2\beta)}{3(5-\beta)} \frac{Gm_*^2}{MRv_{rel}^2}, \quad (4)$$

где v_{rel} — относительная скорость сгустка и звезды, а m_* — масса звезды. Для типичных параметров сгустков, приведенных в конце Введения, и при $\beta \approx 2$, $v_{rel} = 200 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, $m_* \approx M_\odot$ получаем $l_* \approx 500R$ и $a \sim 10^{-4}$. То есть в типичных случаях при взаимодействиях со звездами адиабатическая поправка не важна и далее учитывать ее не будем.

3. РАЗРУШЕНИЕ СГУСТКОВ В ГРАВИТАЦИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ СО ЗВЕЗДАМИ

В работе [5] для имеющего здесь место случая $l_*/R > 1$ было найдено характерное время разрушения сгустка при его движении в среде звезд с концентрацией n_* и массой m_* :

$$t_* = \frac{|E|}{\dot{E}} = \frac{1}{4\pi n_* m_*} \left[\frac{3(5-\beta)}{5-2\beta} \frac{M}{GR^3} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Отметим, что при $l_*/R > 1$ время разрушения (5) не зависит от относительной скорости сгустка и звезд.

Вероятность выживания некоторого конкретного сгустка

$$P_1 = \exp\left(-\int dt/t_*\right) \quad (6)$$

зависит от его траектории, поэтому определим сначала в общем виде параметры траекторий сгустков в галактическом гало, необходимые для дальнейшего изложения.

3.1. Траектории сгустков в гало Галактики

Обозначим через J орбитальный угловой момент сгустка, тогда уравнение траектории для $r(t)$ имеет вид

$$M\dot{r}^2 = 2[E_{orb} - U(r)] - \frac{J^2}{Mr^2}, \quad (7)$$

где $U(r)$ — потенциальная энергия сгустка в гало. В дальнейшем будем рассматривать изотропное распределение орбит сгустков в гало с функцией распределения $F(E_{orb})$ по полным орбитальным энергиям E_{orb} (не путать с внутренней энергией E), когда связь с плотностью гало $\rho_H(r)$ дается выражениями [13]

$$\rho_H(r) = 2^{5/2}\pi \int_{U(r)}^0 \sqrt{E_{orb} - U(r)} F(E_{orb}) dE_{orb}, \quad (8)$$

$$F(E_{orb}) = \frac{1}{2^{3/2}\pi^2} \frac{d}{dE_{orb}} \int_{r(E_{orb})}^\infty \frac{dr}{\sqrt{E_{orb} - U(r)}} \frac{d\rho_H(r)}{dr}, \quad (9)$$

где функция $r = r(E_{orb})$ находится из уравнения $U[r(E_{orb})] = E_{orb}$.

Введем для удобства дальнейшего изложения следующие безразмерные переменные:

$$\xi = \frac{r}{R_c}, \quad \tilde{\rho}(\xi) = \frac{\rho_H(r)}{\rho_0}, \quad y = \frac{J^2}{2MU_0R_c^2}, \quad (10)$$

$$\varepsilon = \frac{E_{orb}}{U_0}, \quad \psi = \frac{U}{U_0}, \quad (11)$$

где U_0 , ρ_0 и R_c — некие характерные значения модуля гравитационного потенциала, плотности и радиуса в конкретной модели гало темной материи. В дальнейшем эти параметры будем выбирать так, что $U_0 = 4\pi G\rho_0 R_c^2 M$.

Уравнение траектории сгустка для азимутального угла $\phi(\xi)$ имеет вид

$$\frac{d\phi}{d\xi} = \frac{y^{1/2}}{\xi^2 \sqrt{\varepsilon - \psi(\xi) - y/\xi^2}}. \quad (12)$$

Уравнение для крайних точек орбиты $\dot{r}^2 = 0$ запишется в виде

$$\frac{y}{\xi^2} = \varepsilon - \psi. \quad (13)$$

Далее в расчетах корни этого уравнения ξ_{min} и ξ_{max} находим численно. Удвоенное время движения сгустка от ξ_{min} до ξ_{max}

$$T_c(\varepsilon, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi G\rho_0}} \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \frac{d\xi}{\sqrt{\varepsilon - \psi(\xi) - y/\xi^2}} \quad (14)$$

не равно орбитальному периоду, так как нужно дополнительно учесть прецессию орбиты. Угол прецессии за время $T_c/2$ равен

$$\tilde{\phi} = y^{1/2} \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \frac{d\xi}{\xi^2 \sqrt{\varepsilon - \psi(\xi) - y/\xi^2}} - \pi, \quad (15)$$

и $\tilde{\phi} < 0$. Поэтому истинный период (оборот вокруг центра Галактики на угол 2π) равен

$$T_t = T_c \left(1 + \tilde{\phi}/\pi\right)^{-1}. \quad (16)$$

Далее рассматриваем сгустки, орбиты которых в настоящее время проходят через Солнечную систему на расстоянии $r = r_\odot = 8.5$ кпк от центра Галактики. Обозначим $p = \cos \theta$, где θ — угол между радиус-вектором сгустка \mathbf{r} и его скоростью \mathbf{v} в окрестности Солнца, тогда безразмерный параметр y , характеризующий угловой момент сгустка, находится из выражения

$$y = (1 - p^2)\xi^2 [\varepsilon - \psi(\xi)], \quad (17)$$

в котором необходимо положить $\xi = r_\odot/R_c$.

3.2. Разрушение сгустков звездами диска

За время жизни Галактики $t_G \approx 10^{10}$ лет сгусток испытывает $N \approx t_G/T_t$ двойных пересечений диска Галактики, причем точки пересечения каждый раз смещаются на углы $|\tilde{\phi}|$ из-за эффекта прецессии.

Вероятность (6) выживания некоторого конкретного сгустка содержит следующий интеграл:

$$\int m_* n_* dt \approx \sum \int \frac{m_* n_* dl}{v}, \quad (18)$$

в котором суммирование идет по последовательным пересечениям диска Галактики за время t_G , а интегрирование — по одному конкретному пересечению. Этот интеграл выражается через поверхностную плотность массы σ_s звездной компоненты диска Галактики,

$$\int \frac{m_* n_* dl}{v} = \frac{\sigma_s}{v_z}, \quad (19)$$

а распределение звезд по массам m_* в ответ не входит. Проекция скорости сгустка на нормаль к диску записывается в виде

$$v_z = \frac{J}{r} \sin \gamma, \quad (20)$$

где γ — угол между нормалью к плоскости орбиты и нормалью к плоскости диска Галактики. Поверхностная плотность звездной компоненты диска Галактики в точке r пересечения его сгустком дается выражением

$$\sigma_s(r) = \frac{M_d}{2\pi r_0^2} \exp\left\{-\frac{r}{r_0}\right\}, \quad (21)$$

где $M_d = 3 \cdot 10^{10} M_\odot$, $r_0 = 4.5$ кпк, так что $\sigma_s(r_\odot) = 35 M_\odot \text{ пк}^{-2}$. Здесь учтено, что звезды составляют только часть общей массы диска. Нормировка $\sigma_s(r_\odot) = 35 M_\odot \text{ пк}^{-2}$, соответствующая звездам, взята из работы [14] (с. 635).

Эффект прецессии орбиты существенно облегчает вычисление суммы в формуле (18), так как благодаря прецессии сгусток последовательно через равные угловые интервалы пересекает диск на всех радиусах между минимальным и максимальным радиальными расстояниями орбиты. Поэтому сумму приближенно вычисляем следующим образом:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \sigma_s(r) r &\approx \frac{1}{|\tilde{\phi}|} \int \sigma_s R_c \xi d\phi \approx \\ &\approx \frac{R_c}{|\tilde{\phi}|} \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \sigma_s(\xi) \xi \frac{d\phi}{d\xi} d\xi \frac{2t_G}{T_t}. \end{aligned} \quad (22)$$

Перепишем (6) в виде

$$P_1 = \exp\left\{-\frac{\lambda}{\Phi^{3/2}(1+\Phi)^{1/2} \sin \gamma}\right\}, \quad (23)$$

где

$$\lambda = 2(2\pi)^{1/2} \left(\frac{5-2\beta}{5-\beta}\right)^{1/2} \frac{G^{1/2} t_G S}{T_t |\tilde{\phi}| (140 \rho_{eq})^{1/2} U_0^{1/2}}, \quad (24)$$

$$S = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \frac{d\xi \sigma_s(\xi)}{\xi \sqrt{\varepsilon - \psi(\xi) - y/\xi^2}}. \quad (25)$$

Используя (14), получаем долю разрушенных сгустков в окрестности Солнца:

$$\begin{aligned} P &= 1 - \\ &= \frac{\int_0^1 dp \int_0^{\sin \alpha} d \cos \gamma \int_{\psi(\xi)}^0 d\varepsilon [\varepsilon - \psi(\xi)]^{1/2} F(\varepsilon) P_1}{\int_0^1 dp \int_0^{\sin \alpha} d \cos \gamma \int_{\psi(\xi)}^0 d\varepsilon [\varepsilon - \psi(\xi)]^{1/2} F(\varepsilon)}, \end{aligned} \quad (26)$$

где нужно подставить $\xi = r_\odot/R_c$ и $\alpha \approx \pi/2$.

3.3. Разрушение звездами гало и балджа

Вне диска Галактики имеются звезды сферических подсистем: это звезды гало и балджа (плюс звезды в шаровых скоплениях, которые мы не учитываем). Концентрация звезд в гало на расстоянии $r > 3$ кпк от центра Галактики

$$n_{h,*}(r) = \frac{\rho_\odot}{m_*} \left(\frac{r_\odot}{r}\right)^3, \quad (27)$$

где в качестве оценки мы взяли $\rho_{\odot} = 10^{-4} M_{\odot}/\text{пк}^3$. Отметим, однако, что в некоторых исследованиях получается на порядок большая величина $\rho_{\odot} = 10^{-3} M_{\odot}/\text{пк}^3$ (см. [15] и ссылки в [15, 16]). Но авторы работы [17] отмечают, что даже $\rho_{\odot} = 10^{-4} M_{\odot}/\text{пк}^3$ должно рассматриваться как предел сверху для плотности звезд в гало.

Концентрация звезд в балдже на расстоянии $r = 1-3$ кпк [18] равна

$$n_{b,*}(r) = \frac{\rho_b}{m_*} \exp \left[- \left(\frac{r}{r_b} \right)^{1.6} \right], \quad (28)$$

где $\rho_b = 8M_{\odot}/\text{пк}^3$ и $r_b = 1$ кпк.

Для вычислений нам потребуется просуммировать прирост энергии сгустка за орбитальный период или, что математически эквивалентно, усреднить t_*^{-1} по траектории сгустка в гало:

$$\langle t_*^{-1} \rangle = \frac{R_c}{T_c} \sqrt{\frac{2}{U_0}} \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \frac{t_*^{-1} d\xi}{\sqrt{\varepsilon - \psi(\xi) - y/\xi^2}}. \quad (29)$$

Вероятность выживания единичного сгустка

$$P_1 = \exp \{ -t_G \langle t_*^{-1} \rangle \} = \exp \left\{ - \frac{\lambda}{\Phi^{3/2} (1 + \Phi)^{1/2}} \right\}, \quad (30)$$

где в данном случае

$$\lambda = 2(2\pi)^{1/2} \left(\frac{5 - 2\beta}{5 - \beta} \right)^{1/2} \frac{R_c m_* G^{1/2} t_G S}{T_c (140 \rho_{eq})^{1/2} U_0^{1/2}}, \quad (31)$$

$$S = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \frac{d\xi n_s(\xi)}{\sqrt{\varepsilon - \psi(\xi) - y/\xi^2}}. \quad (32)$$

Благодаря предполагаемой сферической симметрии гало и балджа выражение для доли разрушенных сгустков упрощается и имеет вид

$$P = 1 - \frac{\int_0^1 dp \int_{\psi(\xi)}^0 d\varepsilon [\varepsilon - \psi(\xi)]^{1/2} F(\varepsilon) P_1}{\int_0^1 dp \int_{\psi(\xi)}^0 d\varepsilon [\varepsilon - \psi(\xi)]^{1/2} F(\varepsilon)}. \quad (33)$$

4. РАЗРУШЕНИЕ СГУСТКОВ В МОДЕЛИ ГАЛО НАВАРРО – ФРЕНКА – УАЙТА

Выполним сначала расчет процесса разрушения аксионных миникластеров для профиля плотности Наварро – Френка – Уайта

$$\rho_H(r) = \frac{\rho_0}{(r/R_c)(1 + r/R_c)^2}, \quad (34)$$

где $\rho_H(r_{\odot}) = 0.3 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$ и $R_c = 20$ кпк. Следует отметить, что профиль плотности, близкий по форме к профилю Наварро – Френка – Уайта, был получен в аналитической модели [19].

Плотность гало в безразмерных переменных

$$\tilde{\rho}(\xi) = \frac{1}{\xi(1 + \xi)^2}. \quad (35)$$

Выбирая $U_0 = 4\pi G \rho_0 R_c^2$, находим гравитационный потенциал в безразмерных переменных:

$$\psi(\xi) = - \frac{\ln(1 + \xi)}{\xi}. \quad (36)$$

Функция распределения $F(\varepsilon)$ для профиля (35) была аппроксимирована в работе [20] следующим выражением:

$$F(\varepsilon) = F_1(-\varepsilon)^{3/2} (1 + \varepsilon)^{-5/2} \left[- \frac{\ln(-\varepsilon)}{(1 + \varepsilon)} \right]^q e^P, \quad (37)$$

где $F_1 = 9.1968 \cdot 10^{-2}$,

$$P = \sum_i p_i (-\varepsilon)^i,$$

$$(q, p_1, p_2, p_3, p_4) = (-2.7419, 0.3620, -0.5639, -0.0859, -0.4912).$$

Тогда

$$\tilde{\rho}(\xi) = 4\pi\sqrt{2} \int_{\psi(\xi)}^0 d\varepsilon [\varepsilon - \psi(\xi)]^{1/2} F(\varepsilon). \quad (38)$$

Доля сгустков в окрестности Солнца, разрушенных в столкновениях со звездами (26), найденная численным вычислением всех входящих в нее интегралов, показана кружками на рис. 1 для различных значений Φ . Если величина в показателе экспоненты в (23) по модулю много меньше единицы, то экспоненту можно разложить в ряд $e^x \approx 1 + x$ и взять интеграл (26) по γ аналитически, а оставшиеся интегралы — численно. Это позволяет выделить

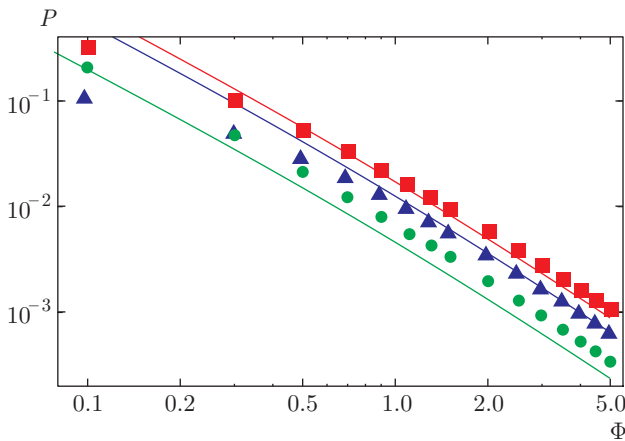


Рис. 1. Доля разрушенных аксионных миникластеров при взаимодействиях со звездами диска в зависимости от величины возмущений плотности Φ для гало Галактики с профилем плотности Наварро–Френка–Уайта. Кружками показан результат вычисления по формуле (26), а сплошной линией — приближенное выражение (39). Треугольниками показан результат точного вычисления по формуле (33), а соответствующей сплошной линией — приближенное выражение (40). Суммарная доля разрушенных аксионных миникластеров показана квадратами, а проходящая через них сплошная линия — сумма (39) и (40)

функциональную зависимость от Φ . Результат такого вычисления имеет вид

$$P = \frac{6.6 \cdot 10^{-3}}{\Phi^{3/2}(1 + \Phi)^{1/2}} \quad (39)$$

и показан на рис. 1 сплошной линией. Видно, что в данном случае между точным и приближенным выражением есть некоторое различие.

Расчет разрушения звездами гало и балджа по формуле (33) показан треугольниками на рис. 1. Если экспоненту в (30) можно разложить, то, как и раньше, получаем приближенно

$$P^{(s)} = \frac{1.8 \cdot 10^{-2}}{\Phi^{3/2}(1 + \Phi)^{1/2}}. \quad (40)$$

Эта величина показана на рис. 1 сплошной линией. Видно, что при $\Phi \geq 1$ величина (40) служит хорошим приближением к точному численному результату.

Суммарная доля разрушенных аксионных миникластеров с учетом разрушений на звездах диска, гало и балджа показана квадратами на рис. 1 и достаточно хорошо описывается суммой выражений (39) и (40).

Сравнивая (39) с выражением (3.3) из [2], видим, что выполненный в данной работе численный расчет

дает примерно в три раза меньшую долю разрушенных сгустков, если учитывать только разрушение звездами диска Галактики. Различие результатов объясняется тем, что в реальности орбиты сгустков в гало не круговые и преобладающая часть сгустков, пересекающих орбиту Солнечной системы сегодня, большую часть времени проводили на расстоянии от центра галактики, большем чем расстояние от центра до Солнца (как предполагалось в [2]). Пересечения диска во внешней области Галактики, где диск имеет меньшую поверхностную плотность, оказывают меньший разрушающий эффект на сгустки. Однако дополнительное разрушение происходит за счет звезд гало и балджа, что приводит в итоге (в сумме с (40)) к увеличению суммарной доли разрушенных сгустков на 25%. Таким образом, итоговый результат оказывается близким к результату работы [2], где учитывались только звезды диска Галактики и не рассматривались звезды гало и балджа.

5. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОФИЛЬ ПЛОТНОСТИ

Для того чтобы выяснить, как полученный результат зависит от модели гало Галактики, выполним расчеты, аналогичные предыдущим, но для изотермического профиля плотности гало Галактики:

$$\rho_H(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{v_{rot}^2}{Gr^2}, \quad (41)$$

где $v_{rot} = (GM_H/R_H)^{1/2}$, $R_H \approx 200$ кпк и $\rho(r) = 0$ при $r > R_H$. Выбираем $R_c = R_H$, в этом случае $U_0 = v_{rot}^2$ и потенциал в безразмерных переменных (11) равен

$$\psi(r) = \ln(\xi). \quad (42)$$

Используя (9) для профиля (41) с границей на $r = R_H$, получаем

$$F(\varepsilon) = \frac{1}{2^{5/2}\pi^3 e} \frac{v_{rot}^{1/2}}{GM^{3/2}R_H^2} F(\varepsilon), \quad (43)$$

где

$$f(\varepsilon) = \sqrt{2\pi} e^{-2\varepsilon+2} \operatorname{erf}[\sqrt{-2\varepsilon}] + \frac{e^2}{\sqrt{-\varepsilon}}. \quad (44)$$

Отметим, что эта функция распределения воспроизводит изотермический профиль не точно.

Доля сгустков в окрестности Солнца, разрушенных в столкновениях со звездами (26), найденная путем численного вычисления всех входящих в нее

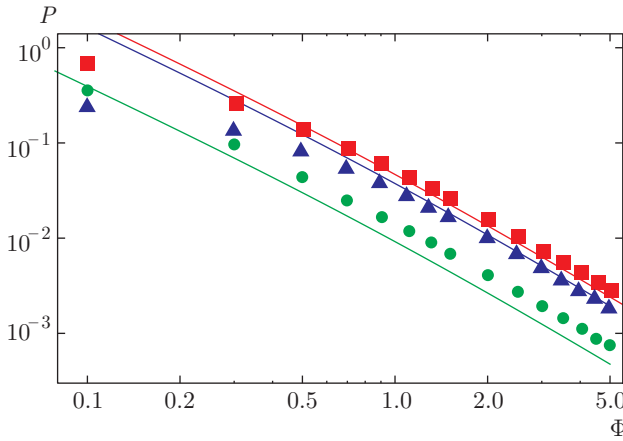


Рис. 2. Доля разрушенных аксионных миникластеров при взаимодействиях со звездами диска в зависимости от величины возмущений плотности Φ для гало Галактики с изотермическим профилем плотности. Кружками показан результат вычисления по формуле (26), а сплошной линией — приближенное выражение (45). Треугольниками показан результат точного вычисления по формуле (33), а соответствующей сплошной линией — приближенное выражение (46). Суммарная доля разрушенных аксионных миникластеров показана квадратами, а проходящая через них сплошная линия — сумма (45) и (46)

интегралов, показана точками на рис. 2 для различных значений Φ . Если величина в показателе экспоненты в (23) по модулю много меньше единицы, то

$$P \approx \frac{1.3 \cdot 10^{-2}}{\Phi^{3/2}(1 + \Phi)^{1/2}}. \quad (45)$$

Этот результат показан на рис. 2 сплошной линией.

Результаты расчета разрушения звездами гало и балджа по формуле (33) показаны на рис. 2 треугольниками. Если экспоненту в (30) можно разложить, то, как и раньше, получаем приближенно

$$P^{(s)} = \frac{5.3 \cdot 10^{-2}}{\Phi^{3/2}(1 + \Phi)^{1/2}}. \quad (46)$$

Эта величина, а также суммарные величины для изотермического профиля плотности показаны на рис. 2.

6. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ

6.1. Регистрация шлейфов в аксионных детекторах

Ожидаемый темп регистрации шлейфов в наземных детекторах рассчитываем так же, как это было

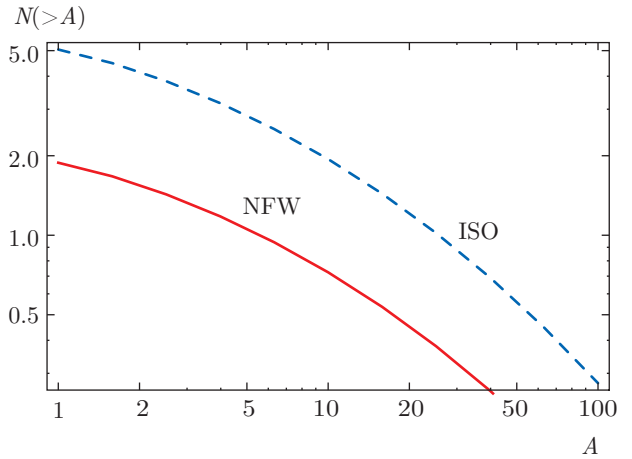


Рис. 3. Темп регистрации аксионных всплесков (число всплесков, регистрируемых за 20 лет наблюдений) с усилением по плотности, большим величины A . Сплошная кривая показывает результат расчета в случае профиля Наварро–Френка–Уайта для суммы (39) и (40). Штриховая кривая показывает результат расчета в случае изотермического профиля плотности гало для суммы (45) и (46)

сделано в работе [2]. Согласно [2] (с поправочным коэффициентом $3/2$ в формуле (4.5) работы [2]), частота событий регистрации составляет

$$d\nu = \frac{3P_{mc}(\Phi)[P(\Phi) + P^{(s)}(\Phi)]a(\Phi)}{2\tau(\Phi)A^3} dA d\Phi. \quad (47)$$

Здесь $P_{mc}(\Phi)$ — распределение аксионных миникластеров по величинам возмущений Φ , $a(\Phi)$ — контраст плотности в минипотоке по отношению к средней плотности ТМ в гало Галактики в окрестности Солнца $\rho_H(r_\odot)$ в случае, когда миникластер разрушается сразу после формирования диска Галактики (подробнее см. в [2]), A — реальный контраст плотности в минипотоке, $\tau(\Phi) = 2R/v$ — время пролета Земли через поперечное сечение минипотока. Для получения темпа регистрации всплесков $N(> A) = \nu(A)\Delta t$ с усилением по плотности, большим величины A , за время наблюдения Δt необходимо проинтегрировать (47) по ν от $\max(A, a(\Phi))$ до $\bar{\rho}(\Phi)/\rho_H(r_\odot)$ и по всем Φ . Результат вычислений показан на рис. 3 нижней и верхней линиями соответственно для профиля Наварро–Френка–Уайта и для изотермического профиля плотности.

Таким образом, мы видим, что имеется зависимость результатов от модели гало Галактики. В случае профиля Наварро–Френка–Уайта разрушение ступков диском примерно в два раза менее эффективно, чем в случае сингулярного изотермического гало. Для разрушения звездами гало изотермичес-

кий профиль дает почти в три раза большую величину.

6.2. О возможности регистрации шлейфов детектором LISA

Если шлейф пролетает через Солнечную систему, то своим гравитационным полем он будет воздействовать на гравитационно-волновые интерферометры. Под влиянием приливной гравитационной силы со стороны шлейфа будет изменяться относительная длина плеча интерферометра $\Delta l/l$. Интересно рассмотреть такое воздействие на планируемый интерферометр LISA, который, как ожидается, будет обладать очень высокой чувствительностью около $2 \cdot 10^{-18}$. Сигналы в интерферометре будут иметь вид единичных импульсов. При этом структура импульсов по трем направлениям будет строго определенным образом синхронизована с сигналами в наземных аксионных детекторах. Поэтому по характеру импульсов можно будет практически однозначно доказать пролет шлейфа и выяснить направление его скорости и общую структуру. Возможность регистрации компактных объектов с массами 10^{14} – 10^{20} г с помощью LISA была указана в работах [21–23], где в качестве компактных объектов рассматривались первичные черные дыры, астероиды или массивные объекты темной материи. В отличие от этих работ, в нашем случае необходимо рассмотреть некомпактное распределение массы в виде вытянутого шлейфа.

Моделируем шлейф прямой тонкой нитью длиной $L = v_{mc}t$, где v_{mc} — внутренняя дисперсия скоростей в сгустке, t — время, прошедшее с момента разрушения сгустка. Тогда гравитационное поле шлейфа на расстоянии r от оси

$$g = \frac{2GM}{rL}. \quad (48)$$

Если $l \approx 5 \cdot 10^{11}$ см — длина плеча интерферометра (в новом проекте eLISA длина плеча уменьшена до $1 \cdot 10^{11}$ см), то приливное ускорение

$$\Delta g \approx \frac{2GM}{r^2 L} l, \quad (49)$$

а изменение длины плеча за время пролета шлейфа $\Delta t \approx r/v_{rel}$ составляет

$$\Delta l \approx \Delta g (\Delta t)^2 / 2, \quad (50)$$

где $v_{rel} \approx 200$ км · с⁻¹. Относительное изменение плеча

$$\frac{\Delta l}{l} \approx \frac{GM}{v_{rel}^2 v_{mc} t} \approx 3 \cdot 10^{-19} \quad (51)$$

при $t \approx 5 \cdot 10^9$ лет. Величина (51) не зависит от r и сравнима с чувствительностью LISA. Более эффективно будут воздействовать на детектор медленные шлейфы с меньшей v_{rel} , но их число также меньше. Аксионные шлейфы будут создавать в космических детекторах дополнительный «шум». Такое же выражение для $\Delta l/l$, как (51), получается и в том случае, если рассматривается прохождение плеча интерферометра внутри шлейфа.

Для более точной оценки перспективы регистрации аксионных шлейфов гравитационно-волновыми интерферометрами учтем распределение шумов детектора. При расчете следуем методу, изложенному в работе [21]. Пусть r_{min} — минимальное расстояние от оси пролетающего шлейфа до центра отрезка, соединяющего два зеркала интерферометра. Будем считать, что при пролете детектор всегда находится вне шлейфа. Приливное гравитационное ускорение, которое испытывает плечо интерферометра, равно

$$a(t) = \frac{2GMl}{L[r_{min}^2 + (tv_{rel})^2]}, \quad (52)$$

а его фурье-спектр

$$a(f) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(2\pi i f t) a(t) = \frac{2GMl}{Lv_{rel} r_{min}} \exp\left(-\frac{2\pi r_{min} f}{v_{rel}}\right). \quad (53)$$

Если регистрация осуществляется по методу оптимальной фильтрации, то для квадрата отношения сигнал–шум имеем

$$\rho_{SN}^2 = 4 \int_0^{\infty} df \frac{a^2(f)}{S^2(f)}, \quad (54)$$

где для детектора LISA $S \approx a_0 \approx 6 \times 10^{-13}$ см · с⁻² · Гц^{-1/2}. Считая для оценки $S = a_0 = \text{const}$, получаем

$$\rho_{SN}^2 = \frac{4\pi G^2 M^2 l^2}{a_0^2 L^2 v_{rel} r_{min}^3}. \quad (55)$$

Для регистрации шлейфа с заданным ρ_{SN} необходимо, чтобы шлейф пролетел на расстоянии от детектора не более r_{min} . Численно получаем

$$r_{min} = 6 \cdot 10^{12} \left(\frac{l}{5 \cdot 10^{12} \text{ см}}\right)^{2/3} \times \left(\frac{a_0}{6 \cdot 10^{-13} \text{ см} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1/2}}\right)^{-2/3} \left(\frac{\Delta t}{5 \cdot 10^9 \text{ лет}}\right)^{-2/3} \times \left(\frac{v_{rel}}{200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}}\right)^{-2/3} \left(\frac{\rho_{SN}}{0.05}\right)^{-2/3} \text{ см}. \quad (56)$$

При этом с указанными нормировочными значениями темп регистрации шлейфов составит

$$\text{Rate} = \pi r_{min}^2 v_{rel} \frac{f_{mc} \rho_{DM} P}{M} \frac{v_{mc} \Delta t}{R} \approx 0.1 \text{ г.}^{-1}, \quad (57)$$

где $f_{mc} \approx 1$ — доля темной материи в форме аксионных миникластеров, $P \sim 0.02$ — рассчитанная в предыдущих разделах вероятность разрушения миникластеров.

Рассмотрим сначала случай с единичным детектором типа LISA. Если в (56) положить, что отношение сигнал–шум $\rho_{SN} \approx 5$, как это обычно полагают для единичного детектора, а также выбрать $l = 5 \cdot 10^{11}$ см, то (56) примерно на два порядка меньше радиуса шлейфа. При этом темп регистрации получился бы приблизительно равным 10^{-5} г.^{-1} . Таким образом, для регистрации шлейфов с приемлемым темпом необходимы детекторы следующего поколения, у которых, по сравнению с LISA, на полтора–два порядка больше плечо интерферометра l и меньше шумы a_0 . Учет пролета детектора внутри шлейфа, а также учет распределения по v_{rel} , вероятно, несильно изменит результат. В новом проекте eLISA шумы детектора при низких частотах весьма велики [24], на характерной частоте 10^{-5} Гц имеем $a_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ см} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Поэтому по сравнению с LISA темп регистрации шлейфов будет еще примерно на два порядка меньше. Также в задаче о регистрации сгустков гравитационно-волновыми интерферометрами интересна зависимость результата от распределения сгустков по скоростям и направлениям, но эти вопросы выходят за рамки данной работы.

Однако можно рассмотреть вариант регистрации шлейфов в двух детекторах, если на орбите имеются два или больше интерферометра следующего после LISA поколения, по методу совпадений и по характерной форме сигналов. Предположим, что плечо интерферометра на порядок величины больше, чем планировалось у LISA. В этом случае допустим вариант с $\rho_{SN} < 1$, что и было выбрано в нормировочных коэффициентах в (56) и (57). В этом случае можно ожидать приемлемого с точки зрения реальных наблюдений темпа регистрации.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теряемые сгустком при гравитационных взаимодействиях со звездами частицы образуют шлейф, тянущийся за разрушающимся сгустком. Таким путем большая часть массы или вся масса сгустка может перейти в шлейф. Ввиду того, что шлейф имеет на порядки большую площадь, чем сгусток, пролет

Земли через шлейф является намного более вероятным событием, чем пролет через целый сгусток. Поэтому учет шлейфов имеет большое и, возможно, принципиально важное значение для экспериментов по прямой регистрации частиц аксионной ТМ, как было показано в работе [2].

В данной работе мы выполнили расчет, аналогичный [2], но с учетом двух дополнительных эффектов. Во-первых, было учтено, что орбиты сгустков в гало некруговые и прецессируют, что за свою историю жизни сгусток мог пересекать диск Галактики на различных расстояниях от центра и пролетать через области гало с различной концентрацией звезд. Нами были рассмотрены две модели гало: профиль Наварро–Френка–Уайта и изотермическая сфера, и показано, что во второй модели разрушение происходит примерно в два–три раза более эффективно. Таким образом, модель гало заметно влияет на результат. Это влияние связано с различным распределением сгустков ТМ по их орбитальным параметрам.

Профиль Наварро–Френка–Уайта был получен в численном моделировании галактик без учета барионной компоненты. Охлаждение барионов и их осаднение к центру гало должно приводить к углублению потенциальной ямы и дополнительному повышению плотности ТМ в центральной области гало. Поэтому возможно, что изотермический профиль лучше соответствует реальному, так как в нем больше концентрация плотности в центре по сравнению с гало Наварро–Френка–Уайта.

Во-вторых, было учтено разрушение сгустков звездами гало и балджа Галактики. Этот эффект увеличивает общую эффективность разрушений. При этом, как легко показать, эффект разрушения сгустков при их парных взаимодействиях друг с другом на несколько порядков менее эффективен, чем при взаимодействии сгустков со звездами гало.

В итоге, в данной работе получено распределение темпа событий регистрации шлейфов в зависимости от контраста плотности. Например, получено, что при контрасте плотности $A > 10$ можно ожидать 1–2 события за 20 лет.

Перспективы регистрации шлейфов от разрушенных сгустков с помощью гравитационно-волновых интерферометров выглядят реалистичными только для детекторов следующего после LISA поколения либо в случае наличия нескольких детекторов типа LISA и использования методики регистрации по методу совпадений при отношении сигнал–шум много меньше единицы в одном детекторе.

Авторы выражают признательность Д. Левкову и А. Панину за полезные обсуждения. Исследование выполнено при поддержке РФФ (грант № 16-12-10494).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. W. Kolb and I. I. Tkachev, Phys. Rev. D **50**, 769 (1994); arXiv:astro-ph/9403011.
2. P. Tinyakov, I. Tkachev, and K. Zioutas, J. Cosmol. Astropart. Phys. **01**, 035 (2016); arXiv:1512.02884 [astro-ph.CO].
3. V. S. Berezhinsky, V. I. Dokuchaev, and Yu. N. Eroshenko, J. Cosmol. Astropart. Phys. **07**, 011 (2007); arXiv:astro-ph/0612733.
4. V. Berezhinsky, V. Dokuchaev, and Yu. Eroshenko, Phys. Rev. D **77**, 083519 (2008); arXiv:0712.3499 [astro-ph].
5. V. Berezhinsky, V. Dokuchaev, and Yu. Eroshenko, Phys. Rev. D **73**, 063504 (2006); arXiv:astro-ph/0511494.
6. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, ЖЭТФ **94**(1), 3 (1988); ЖЭТФ **94**(10), 5 (1988); УФН **165**, 723 (1995) [A. V. Gurevich and K. P. Zybin, Sov. Phys. JETP **67**, 1 (1988); Sov. Phys. JETP **67**, 1957 (1988); Sov. Phys. Usp. **38**, 687 (1995)].
7. O. Y. Gnedin and J. P. Ostriker, Astrophys. J. **513**, 626 (1999).
8. J. E. Taylor and A. Babul, Astrophys. J. **559**, 716 (2001).
9. J. Diemand, M. Kuhlen, and P. Madau, Astrophys. J. **667**, 859 (2007).
10. H. S. Zhao, J. Taylor, J. Silk, and D. Hooper, arXiv:astro-ph/0502049v4.
11. T. Goerdt et al., Month. Not. Roy. Astron. Soc. **375**, 191 (2007).
12. M. D. Weinberg, Astron. J. **108**, 1403 (1994).
13. A. S. Eddington, Month. Not. Roy. Astron. Soc. **76**, 572 (1916).
14. K. Kuijken and G. Gilmore, Month. Not. Roy. Astron. Soc. **239**, 605 (1989).
15. J. A. R. Caldwell and J. P. Ostriker, Astrophys. J. **251**, 61 (1981).
16. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Галактика*, Наука, Москва (1984).
17. B. Moore, J. Diemand, J. Stadel, and T. Quinn, arXiv:astro-ph/0502213.
18. R. Launhardt, R. Zylka, and P. G. Mezger, Astron. Astrophys. **384**, 112 (2002).
19. P. Sikivie, I. I. Tkachev, and Y. Wang, Phys. Rev. D **56**, 1863 (1997); arXiv:astro-ph/9609022.
20. L. M. Widrow, Astrophys. J. Suppl. **131**, 39 (2000).
21. N. Seto and A. Cooray, Phys. Rev. D **70**, 063512 (2004).
22. P. Tricarico, Class. Quant. Grav. **26**, 085003 (2009).
23. A. W. Adams and J. S. Bloom, arXiv:astro-ph/0405266.
24. P. Amaro-Seoane et al., Class. Quant. Grav. **29**, 124016 (2012); arXiv:1202.0839 [gr-qc].