

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539

ОТЧЁТ
ПО ПРЕДДИПЛОМНОЙ ПРАКТИКЕ

Моделирование взаимодействия "тёмных" атомов скрытой массы с
ядрами вещества

Руководитель НИР,
д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Ю. Хлопов

Студент

_____ Т. Э. Бикбаев

Научный консультант,
к.ф.-м.н., доц.

_____ А. Г. Майоров

Москва 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
I "Тёмные" атомы X -гелия	4
II Численное моделирование взаимодействия "тёмного" атома с ядром. Усовершенствование модели Томсона.	6
1 Эффект Штарка	8
2 Добавление силы Штарка	9
III Величина дипольного момента в различных подходах и моделях.	14
1 Дипольный момент в модели Бора. Подход восстановления траекторий частиц.	14
2 Дипольный момент в модели Томсона. Подход восстановления траекторий частиц.	18
3 Дипольный момент в подходе восстановления потенциалов с ядерной силой типа Вудса-Саксона.	20
4 Дипольный момент в подходе восстановления потенциалов с ядерной силой учитывающей неточечность взаимодействующих ядер.	22
IV Заключение	25
Список использованных источников	29

ВВЕДЕНИЕ

Важной, фундаментальной и актуальной задачей современной физики является исследование скрытой массы, которая составляет примерно 25% от всей плотности энергии Вселенной. Согласно космологии, которая даёт наблюдательные доказательства существования скрытой массы, она является небарионной и не может быть объяснена Стандартной моделью (СМ) физики элементарных частиц. Поэтому, в последние десятилетия активно разрабатывались теории, расширяющие СМ и имеющие преимущество в решении её внутренних проблем. Например, широко рассматривались суперсимметричные (SUSY) обобщения СМ. SUSY модели привлекательны решением проблемы расходимости массы бозона Хиггса и могут предложить стабильные частицы на роль кандидатов скрытой массы [1, 2].

Таким образом, если скрытая масса состоит из частиц, то они предсказываются вне рамок СМ. Самым важным для этих частиц, для того, чтобы они могли являться кандидатами на роль скрытой массы, формирующей крупномасштабную структуру Вселенной, кроме того, что они должны быть стабильными, насыщать измеренную плотность скрытой массы и отделяться от плазмы и излучения, по крайней мере, до начала этапа доминирования обычного вещества, является то, что все кандидаты на роль частиц скрытой массы так или иначе должны отражать какую-то дополнительную, новую симметрию микромира [3, 4]. Наиболее популярной является модель, в которой элементарные слабовзаимодействующие массивные частицы (от английского WIMP, Weakly Interacting Massive Particle) предлагаются как частицы скрытой массы.

Однако, SUSY частицы до сих пор не обнаружены на LHC, как и WIMP, которые также не обнаруживаются в ходе прямых подземных поисков скрытой массы. Поэтому, ученые предлагают альтернативные версии таких частиц [2, 5–7]. Всё это подталкивает исследовать более обширную область физики за пределами СМ и, в частности, рассмотреть возможные несуперсимметричные решения, сокращающие расходимость массы бозона

Хиггса и дающие объяснение физической природы скрытой массы. Такое решение может быть предоставлено моделями составного Хиггса, например, в данной работе рассматривается подобная модель на основе гипотезы Walking Technicolor (WTC). WTC также может привести к новому подходу в рассмотрении скрытой массы, раскрывающий её составной характер [8–10].

В частности, предполагается, что могут существовать стабильные, электрически заряженные частицы. В WTC заряд частиц "новой" физики не фиксирован. Но есть ограничения на дробные заряды, так как свободные кварки не наблюдаются. Важной проблемой для сценариев гипотетических, стабильных, электрически заряженных частиц является их отсутствие в окружающем нас веществе. Если они существуют, то должны быть связаны с обычным веществом и образовывать аномальные изотопы (с аномальным отношением Z/A). Основная трудность для этих сценариев состоит в подавлении обилия положительно заряженных частиц, связанных с электронами, которые ведут себя как аномальные изотопы водорода или гелия. Серьезные экспериментальные ограничения на такие изотопы, особенно на аномальный водород, очень жёстко ограничивают возможность стабильных положительно заряженных частиц [11]. Поэтому положительно заряженные частицы не подходят в качестве частиц скрытой массы.

Эта проблема также неразрешима, если модель предсказывает стабильные частицы с отрицательным, нечётным зарядом. Такие частицы связываются с первичным гелием в $+1$ заряженные ионоподобные системы, которые рекомбинируют с электронами в атомы аномального водорода [12].

В связи с чем стабильные отрицательно заряженные частицы могут иметь только заряд -2 – будем обозначать их O^{--} (в общем случае $-2n$, где n – натуральное число, будем обозначать их X) [13].

В данной работе мы рассматриваем сценарий составной скрытой массы, в которой гипотетические стабильные частицы O^{--} (X) избегают экспериментального открытия, потому что они формируют с первичным гелием нейтральные атомоподобные состояния OHe (X –гелия), называемые "тёмными" атомами [14]. Поскольку все эти модели также предсказывают соответствующие $+2n$ зарядовые античастицы, космологический сценарий должен обеспечить механизм их подавления, что, естественно, может иметь

место в зарядово-асимметричном случае, соответствующем избытку $-2n$ заряженных частиц [2]¹. Тогда их положительно заряженные античастицы могут эффективно аннигилировать в ранней Вселенной. Существуют различные модели, в которых предсказываются такие стабильные $-2n$ заряженные частицы [15–17].

В WTC может генерироваться $-2n$ заряженных стабильных техно-частиц в избытке по сравнению с их $+2n$ заряженными партнерами, уравновешенными переходами сфалеронов с избытком барионов. Связь между превышением $-2n$ и барионной асимметрией может объяснить наблюдаемое соотношение плотностей барионной материи и скрытой массы.

I. "ТЁМНЫЕ" АТОМЫ X-ГЕЛИЯ

"Темный" атом - это система состоящая из $-2n$ заряженных частиц (в случае $n = 1$, это O^{--}), связанная кулоновской силой с n ядрами ${}^4\text{He}$. Структура соответствующего связанного состояния зависит от значения параметра $a = Z_\alpha Z_X \alpha A m_p R_{n\text{He}}$. Где α – это постоянная тонкой структуры, Z_X и Z_α – зарядовые числа частицы X и n ядер He соответственно, m_p – масса протона, A это массовое число n –ядра He , а $R_{n\text{He}}$ это радиус соответствующего ядра.

При $0 < a < 1$ связанное состояние выглядит как атом Бора с отрицательно заряженной частицей в остоле и ядром, движущимся по боровской орбите. При $1 < a < \infty$ связанные состояния выглядят как атомы Томсона, в которых тело ядра колеблется вокруг тяжелой отрицательно заряженной частицы.

Когда $Z_\alpha = 2$, а $Z_X = -2$. α -частица в такой модели является точечной и движется по боровскому радиусу. Тогда энергия связи $O\text{He}$ для точечного заряда ${}^4\text{He}$ определяется выражением:

$$I_0 = \frac{Z_X^2 Z_\alpha^2 \alpha^2 m_{\text{He}}}{2} \approx 1.6 \text{ МэВ}, \quad (1)$$

где m_{He} – масса α -частицы.

¹Электрический заряд этого избытка компенсируется соответствующим избытком положительно заряженных барионов, так что электронеutrальность Вселенной сохраняется

Боровский радиус вращения He в “тёмных” атомах OHe равен [18]:

$$R_b = \frac{\hbar c}{Z_X Z_\alpha m_{He} \alpha} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (2)$$

Во всех моделях X -гелия X ведет себя как лептон или как специфический кластер тяжелых кварков новых семейств с подавленным адронным взаимодействием [19]. А существующее ограничение на массу этого типа частиц, согласно ускорителю LHC, составляет около 1ТэВ [20].

Существование гипотезы X -гелия важно, поскольку она может объяснить противоречивые результаты экспериментов по прямому поиску скрытой массы из-за особенностей взаимодействия “тёмных” атомов с веществом подземных детекторов [21]. Например, положительные результаты по обнаружению частиц скрытой массы в таких экспериментах, как *DAMA/NaI* и *DAMA/LIBRA*, которые вступают в кажущееся противоречие со всеми остальными экспериментами, например с *XENON100*, *LUX*, *CDMS*, дающими отрицательный результат.

Основная проблема с атомами XHe заключается в том, что их составляющие могут слишком сильно взаимодействовать с веществом. Это происходит потому, что X –гелий имеет незэкранированное ядерное притяжение к ядрам вещества. Это, в свою очередь, может привести к разрушению связанной системы атомов скрытой массы и образованию аномальных изотопов. Существуют очень строгие экспериментальные ограничения на концентрацию этих изотопов в земной почве и морской воде [11]. Чтобы избежать проблемы перепроизводства аномальных изотопов, предполагается, что эффективный потенциал взаимодействия между XHe и ядром материи будет иметь барьер, препятствующий слиянию He и/или X с ядром (см. рисунок 1). Эта задача сформулирована как задача трех тел и не имеет точного аналитического решения. Таким образом, в данной работе предлагается численный подход для описания данного взаимодействия, в котором мы пытаемся построить численную модель для восстановления формы соответствующего эффективного потенциала.

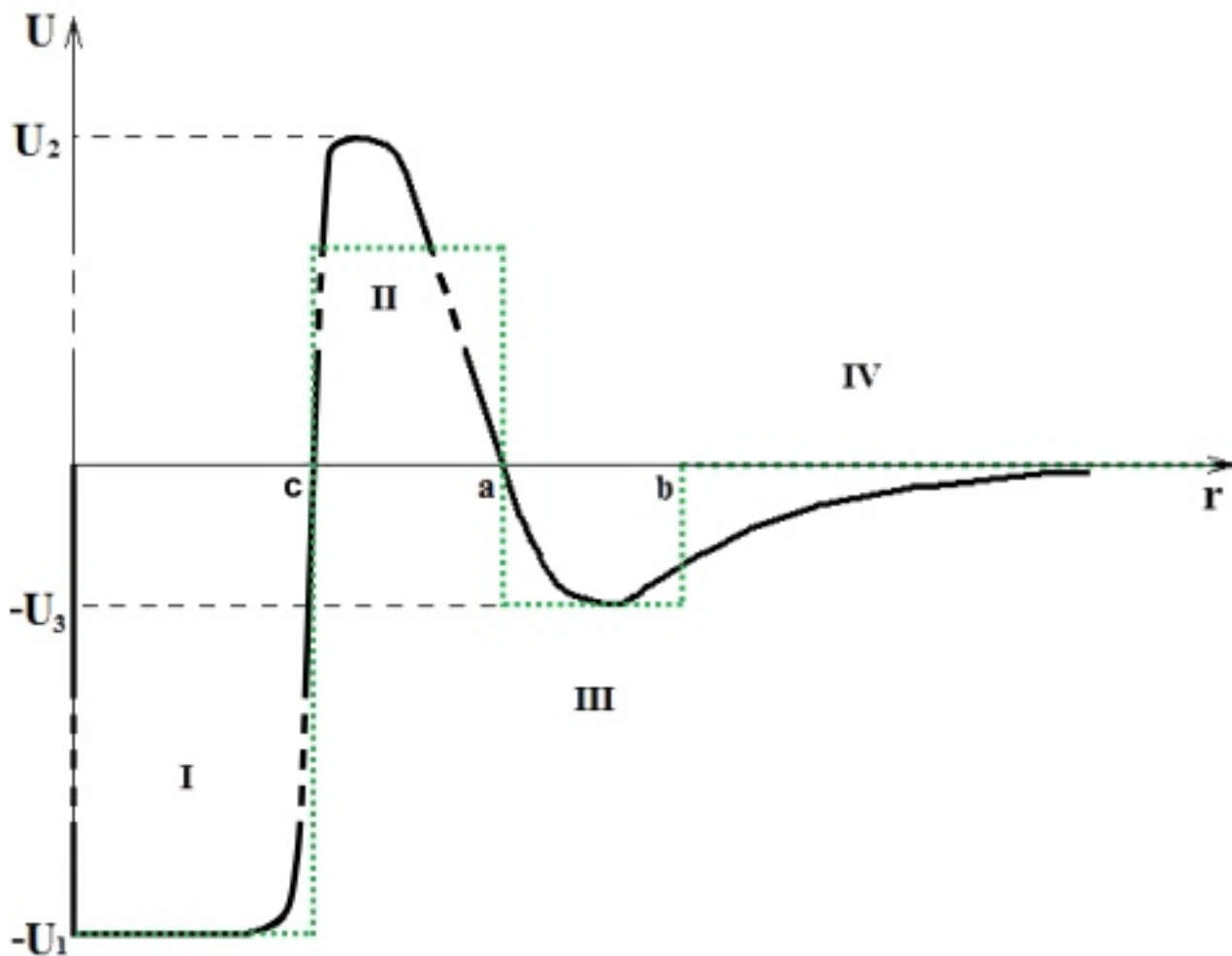


Рисунок 1 — Эффективный потенциал взаимодействия между XHe и ядром вещества [18]

II. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ "ТЁМНОГО" АТОМА С ЯДРОМ. УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МОДЕЛИ ТОМСОНА.

Описания численных моделей взаимодействия "тёмного" атома с ядром вещества в двух приближениях: в виде модели атома Бора и в виде модели атома Томсона, приведены в статье [22]. Эти модели описывают систему из трех, взаимодействующих друг с другом посредством кулоновских и ядерных сил, заряженных частиц и восстанавливают их траектории.

При моделировании в приближении атома Бора наблюдалось отклонение траектории частицы O^{--} от первоначального направления из-за действия кулоновской силы между α -частицей и ядром и траектория O^{--} испытывала биения в окрестности ядра из-за действия ядерного взаимодействия между He и ядром-мишенью. При этом, преобладает упругое взаимодействие и форма эффективного потенциала взаимодействия OHe с ядром качественно совпадает с теоретически ожидаемой.

Тем не менее, в подходе модели атома Бора имеются некоторые минусы, например, в этой численной модели не задаётся явным образом сила Кулона между гелием и O^{--} , а вручную фиксируется боровская орбита вращения He в атоме OHe , что исключает возможность его поляризации из-за эффекта Штарка. А при рассмотрении модели атома Томсона эту проблему можно решить, так-как при таком подходе ядро гелия не является точечным зарядом, стохастически движущимся по фиксированной боровской орбите, а представляет собой заряженный шар, внутри которого может колебаться частица O^{--} . Более того, случай -2 заряженных частиц является лишь частным случаем, так-как рассматриваемые нами частицы могут иметь заряд $-2n$ и образовывать с n ядрами 4He "тёмные" атомы X -гелия, которые сами по себе, начиная с $n = 2$, являются атомами Томсона.

При моделировании в приближении атома Томсона наблюдались следующие эффекты: при нулевом прицельном параметре атом XHe пролетает сквозь ядро-мишень, после возвращается обратно и летит в противоположенную сторону, при ненулевом прицельном параметре атом XHe попадает в ядро-мишень, при этом образуется некая колебательная система трёх тел, что ожидается видеть при образовании низкоэнергетического связанного состояния He – ядро, кроме того, в модели Томсона автоматически появляется поляризация "тёмного" атома из-за эффекта Штарка, которую в модели Бора приходилось вводить вручную. Однако, недостатком Томсоновского приближения является то, что осцилляции частиц происходят внутри ядра-мишени и упругого рассеяния не наблюдается, что очень важно для существования гипотезы. В Боровском приближении было наоборот. Кроме того, в отличие от Боровской модели, в которой сохраняется квантово-механическая связь между частицами "тёмного" атома, выража-

яущаяся в виде фиксированной боровской орбиты α -частицы, но которая при этом не позволяла получить автоматическую поляризацию "тёмного" атома, в модели Томсона теряется такая связь. Это происходит, так-как в этой модели XHe представляет собой две независимые частицы, между которыми явно действует Кулоновская сила, которую можно ввести благодаря автоматически появляющейся поляризации, т.е. можно не вводить "руками" поляризацию, но при этом теряется квантово-механическая связь в XHe или же можно сохранить эту связь, но тогда приходится неестественным способом, что влияет на точность результатов, вычислять длину дипольного момента. Поэтому, в модели Томсона необходимо ввести связь между гелием и частицей X . Кроме того, чтобы точнее описать взаимодействие XHe с ядром вещества, что может привести к решению проблемы попадания X -гелия в ядро и привести к доминированию упругих взаимодействий, необходимо также вручную, как в модели Бора, ввести силу Штарка, но уже используя естественным образом получаемую длину дипольного момента.

1. ЭФФЕКТ ШТАРКА

Предполагается, что взаимодействие медленных атомов X -гелия с ядрами может приводить к их низкоэнергетическому связыванию. Захват „тёмных“ атомов в это связанное состояние приводит к соответствующему выделению энергии, наблюдаемому как ионизационный сигнал в детекторе *DAMA*. Неизбежным следствием этого является появление в веществе детектора *DAMA/NaI* или *DAMA/LIBRA* аномальных сверхтяжелых изотопов натрия, масса которых примерно в сорок раз больше, чем у обычных изотопов этих элементов. Таким образом, низкоэнергетическое связанное состояние XHe – ядро должно представлять собой осциллирующую систему трёх тел.

Известно, что в переменном, внешнем электрическом поле, созданном ядром-мишенью, должен наблюдаться эффект Штарка, который приводит к поляризации XHe , что должно вызывать его притяжение. В нашей полуклассической численной модели это можно сделать включением дипольного момента взаимодействия δ , вызванного эффектом Штарка. Та-

ким образом, вычисляя δ , можно рассчитать потенциал Штарка, который задаётся с помощью того же дипольного момента. δ появляется за счёт действия ядерной силы и силы Кулона на ядро nHe со стороны внешнего ядра, которые уравниваются силой Кулона между частицами атома скрытой массы.

Потенциал Штарка вычисляется следующим образом: $U_{St} = eZ_\alpha E\delta$, где E это напряжённость внешнего электрического поля, создаваемого ядром вещества. А сила Штарка, соответственно: $\vec{F}_{St} = -\text{grad } U_{St}$.

2. ДОБАВЛЕНИЕ СИЛЫ ШТАРКА

Так-как в модели Томсона радиус-вектора nHe , r_{He} , и X , r , определяются независимо, расстояние между X и nHe , r_{XHe} , вычисляется как разница радиус-векторов этих частиц:

$$\vec{r}_{XHe} = \vec{r}_\alpha - \vec{r}, \quad (3)$$

при этом r_{XHe} определяет поляризацию атома скрытой массы, поэтому величина дипольного момента равна:

$$\delta = |\vec{r}_{XHe}|. \quad (4)$$

В отличие от модели атома Томсона, описанной в статье [22], в каждой i -ой итерации определяется шаг итерации для nHe , $h_i = |\vec{r}_{\alpha_{i+1}}| - |\vec{r}_{\alpha_i}|$, и используя вычисленную силу Кулона между nHe и ядром вещества, $\vec{F}_{i+1\alpha}^e$, вычисляется потенциал и сила Штарка:

$$U_{St_{i+1}} = F_{i+1\alpha}^e |\vec{r}_{XHe_{i+1}}|, \quad (5)$$

$$F_{i+1St} = -\frac{U_{St_{i+1}} - U_{St_i}}{h_i}. \quad (6)$$

Следовательно, суммарная сила, действующая на nHe , складывается теперь из ядерной силы, силы Кулона между X и nHe , силы Кулона между nHe и ядром вещества и из силы Штарка.

Чтобы усилить связь между частицами атома скрытой массы, мы

также изменили расчёт $i+1$ значения скоростей ядра nHe и X , $\vec{V}_{\alpha_{i+1}}$ и $\vec{V}_{X_{i+1}}$, путём добавления следующего условия: если $|\vec{r}_{XHe}| < R_{He}$, т.е. если частица X внутри nHe , где R_{He} это радиус ядра n -гелия, тогда расчёт происходит по следующим формулам:

$$\vec{V}_{\alpha_{i+1}} = \vec{V}_{\alpha_i} + \frac{d\vec{P}_{i\alpha}}{m_X + m_{He}}, \quad (7)$$

$$\vec{V}_{X_{i+1}} = \vec{V}_{X_i} + \frac{d\vec{P}_i}{m_X + m_{He}}, \quad (8)$$

таким образом, приращения импульсов nHe , $d\vec{P}_{i\alpha}$, и частицы X , $d\vec{P}_i$, делятся на всю массу XHe . Если же $|\vec{r}_{XHe}| > R_{He}$, т.е. если частица X более не находится внутри nHe , тогда приращение импульсов делятся на массы соответствующих частиц:

$$\vec{V}_{\alpha_{i+1}} = \vec{V}_{\alpha_i} + \frac{d\vec{P}_{i\alpha}}{m_{He}}, \quad (9)$$

$$\vec{V}_{X_{i+1}} = \vec{V}_{X_i} + \frac{d\vec{P}_i}{m_X}. \quad (10)$$

Из анализа траекторий, при $n = 1$, можно выделить два характерных случая, независящих от прицельного параметра: упругое взаимодействие и неупругое, когда частица O^{--} попадает в ядро. Упругое взаимодействие при ненулевом прицельном параметре можно видеть на рисунке 2, на котором показаны траектории движения He и частицы O^{--} в плоскости XZ при взаимодействии с ядром Na .

На рисунке 2 синие точки и красная пунктирная линия показывают траектории α -частицы и частицы O^{--} при упругом взаимодействии в плоскости XZ соответственно, зелёный ромб показывает начальное положение частиц атома скрытой массы. Из рисунка видно, что в результате упругого рассеяния частицы OHe меняют направление движения на противоположное, атом O -гелия испытывает тем большую поляризацию, чем ближе подходит к ядру-мишени.

Можно построить графики зависимости различных потенциалов, со-

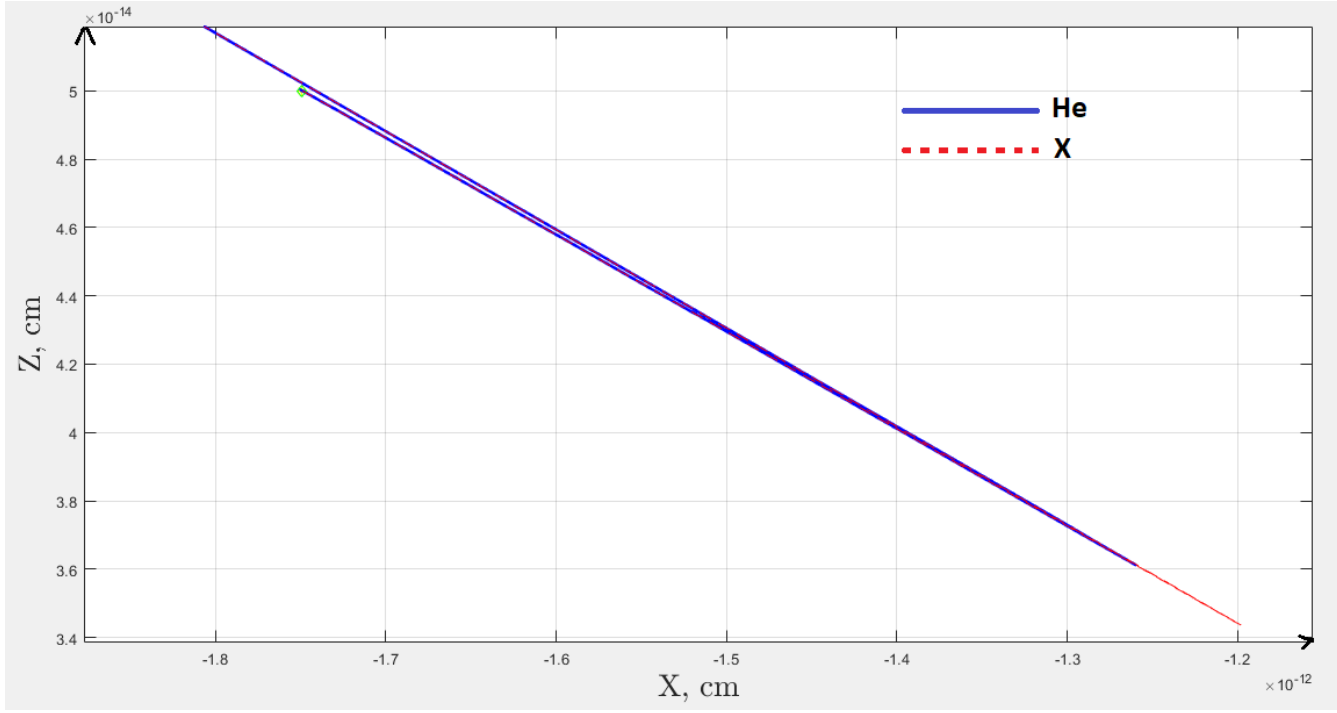


Рисунок 2 — Траектории движения nHe и частицы X , при $n = 1$, в плоскости XZ при ненулевом прицельном параметре, для упругого взаимодействия

ответствующих силам действующим между частицами в системе OHe — ядро, в зависимости от расстояния между He и ядром при упругом взаимодействии (смотрите рисунок 3).

На рисунке 3 голубым кружочком показана сумма радиусов ядра гелия и ядра-мишени натрия, красной звёздочкой начальное положение частиц атома OHe , фиалетовой и красной пунктирной линией показаны графики зависимости потенциала Кулона между He и ядром, и между O^{--} и ядром соответственно, от расстояния между He и ядром; красной, синей и зелёной сплошными линиями показаны графики зависимости потенциала Штарка, суммарного потенциала, действующего на гелий, и потенциала Кулона между He и O^{--} соответственно, от расстояния между He и ядром-мишенью; чёрной пунктирной линией показан график зависимости суммарного эффективного потенциала взаимодействия между OHe и ядром от расстояния между He и ядром.

Из рисунка 3 понятно, что атом скрытой массы слабо поляризуется, сила Кулона между He и O^{--} остаётся примерно постоянной, гелий отталкивается от ядра-мишени сильнее, чем к нему притягивается O^{--} и атом скрытой массы испытывает упругое рассеяние.

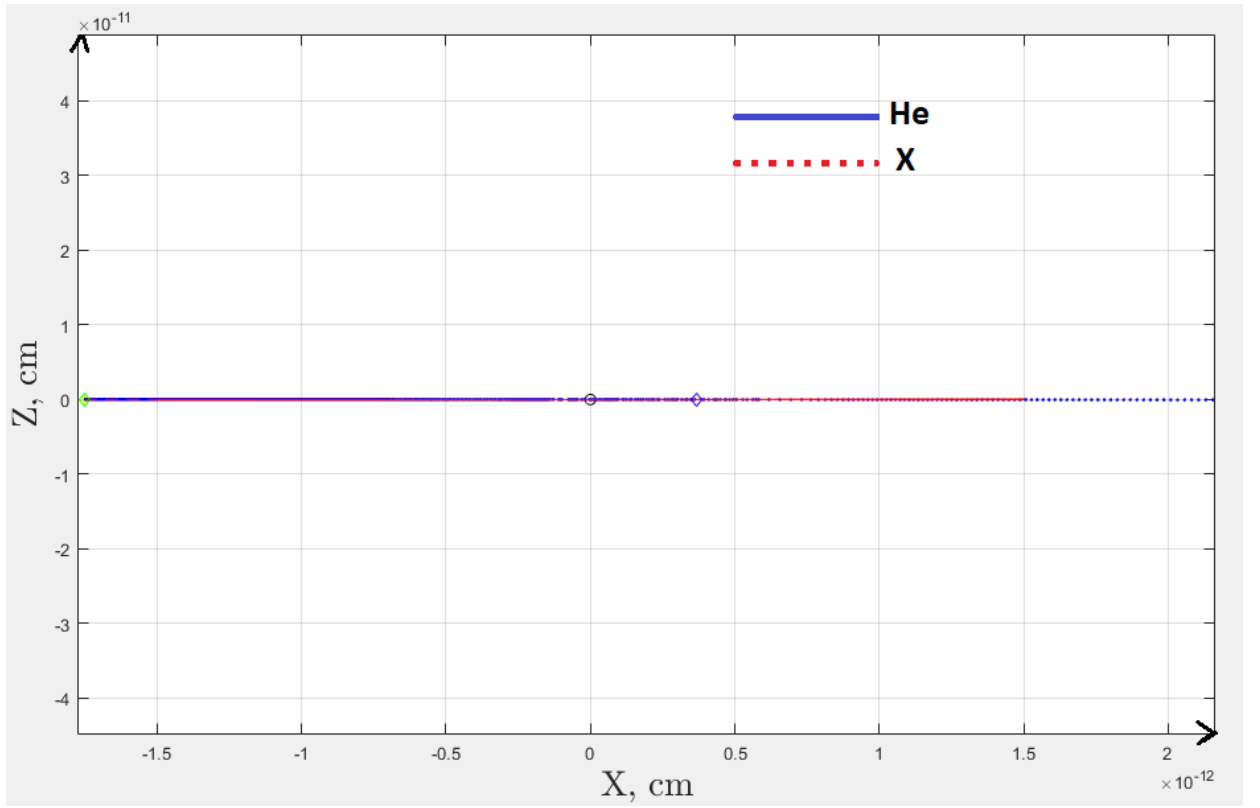


Рисунок 4 — Траектории движения nHe и частицы X , при $n = 1$, в плоскости XZ при ненулевом прицельном параметре, для неупругого взаимодействия

фики зависимости потенциала Кулона между He и ядром, и между O^{--} и ядром соответственно, от расстояния между He и ядром; красной, синей и зелёной сплошными линиями показаны графики зависимости потенциала Штарка, суммарного потенциала, действующего на гелий, и потенциала Кулона между He и O^{--} соответственно, от расстояния между He и ядром-мишенью; чёрной пунктирной линией показан график зависимости суммарного эффективного потенциала взаимодействия между OHe и ядром от расстояния между He и ядром.

На рисунке 5 видно, что частицы OHe попадают в ядро, после чего O^{--} остаётся в ядре, это видно по характерной яме в потенциале Кулона между O^{--} и ядром. Атом скрытой массы неупруго рассеивается из-за недостаточной квантово-механической связи между частицами "тёмного" атома, поэтому несмотря на то, что сила Штарка и Кулона отталкивает гелий от ядра, O^{--} притягивается к нему как независимая частица.

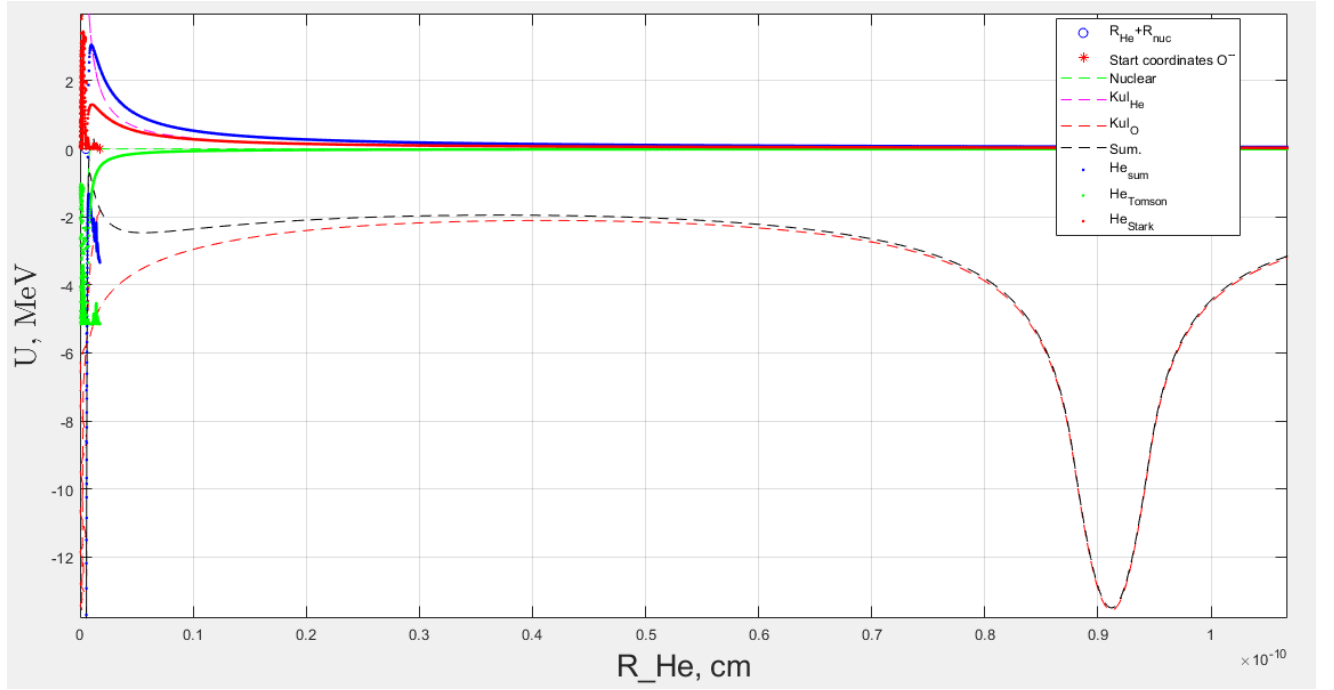


Рисунок 5 — Графики потенциала Кулона, между He и ядром, между O^{--} и ядром, между He и O^{--} , Штарка, суммарного, действующего на He , и суммарного эффективного в зависимости от расстояния между He и ядром при неупругом взаимодействии

III. ВЕЛИЧИНА ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА В РАЗЛИЧНЫХ ПОДХОДАХ И МОДЕЛЯХ.

1. ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ В МОДЕЛИ БОРА. ПОДХОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ.

1. Прицельный параметр $\beta = 0$.

На рисунке 6 чёрный кружок показывает расположение ядра-мишени (в данном случае, это ядро Na), синие точки и красная пунктирная линия показывают траектории α -частицы и частицы O^{--} в плоскости XY соответственно.

Сумма радиусов ядра гелия и ядра-мишени Na , $R_{AHe} = 5.1730$ fm. Минимальное расстояние между α -частицей и ядром-мишенью $R_{\alpha min} = 5.5213$ fm.

Максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 1.7079 \cdot 10^{-12}$ см.

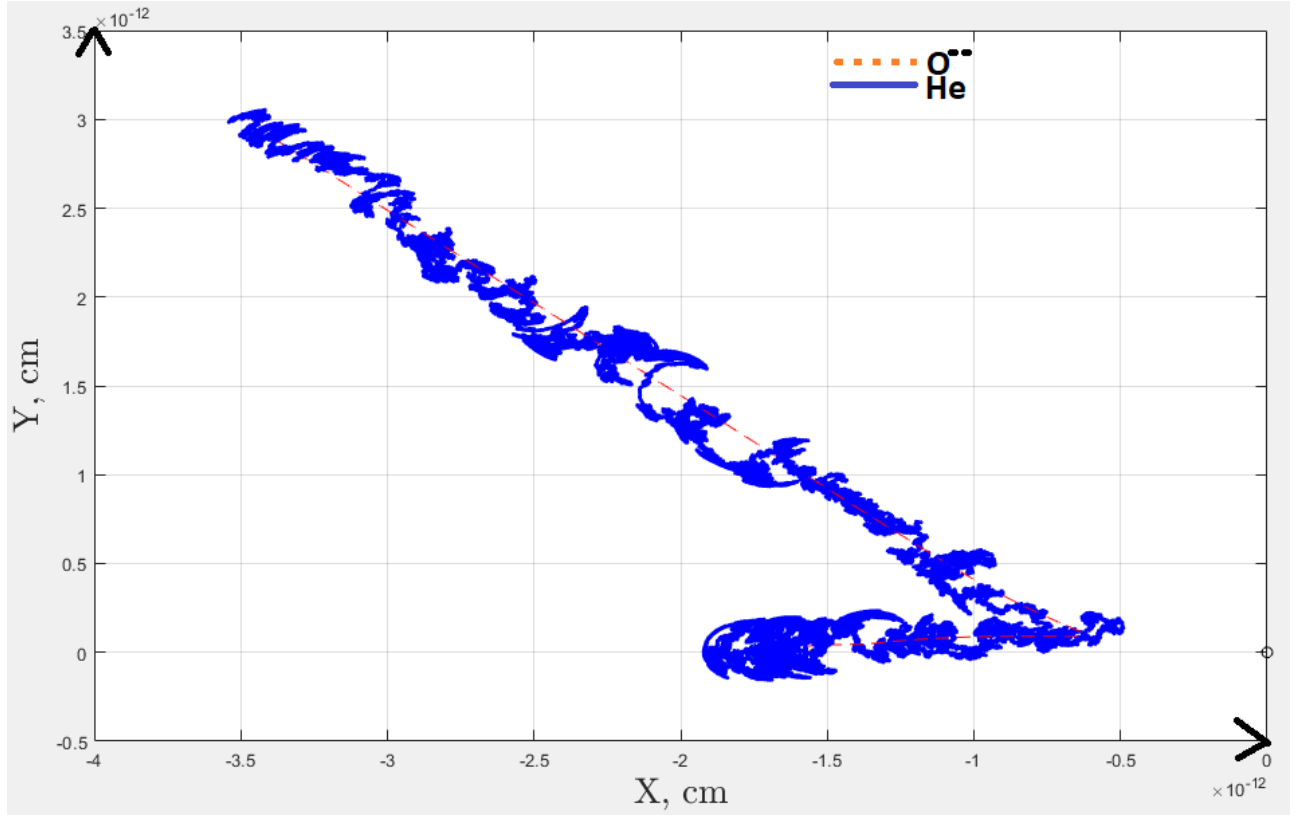


Рисунок 6 — Траектории движения α -частицы и частицы O^{--} в плоскости XY при нулевом прицельном параметре

Среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 8.9659 \cdot 10^{-18}$ см.

На рисунке 7 построен график зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na при нулевом прицельном параметре.

На рисунке 8 построен суммарный потенциал взаимодействия между OHe и ядром-мишенью Na в зависимости от радиус-вектора частицы O^{--} при нулевом прицельном параметре, качественно совпадающий с теоретически ожидаемой формой эффективного потенциала взаимодействия между атомом скрытой массы и ядром вещества.

2. Прицельный параметр $\beta = 1$ fm.

На рисунке 9 чёрный кружок показывает расположение ядра-мишени Na , синие точки и красная пунктирная линия показывают траектории α – частицы и частицы O^{--} в плоскости XY соответственно, зелёный ромб показывает начальное положение O^{--} .

Минимальное расстояние между α – частицей и ядром-мишенью $R_{\alpha_{min}} = 6.2973$ fm.

Максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 7.3130 \cdot 10^{-13}$ см.

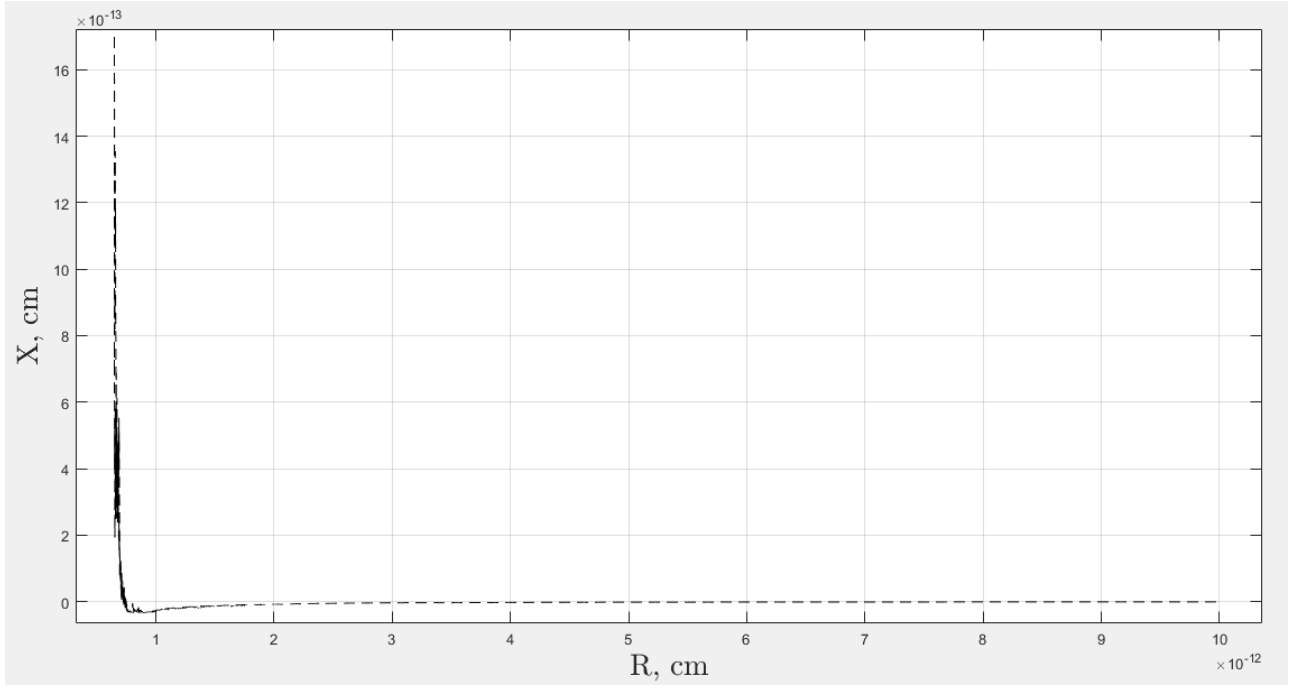


Рисунок 7 — График зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na в модели Бора при нулевом прицельном параметре

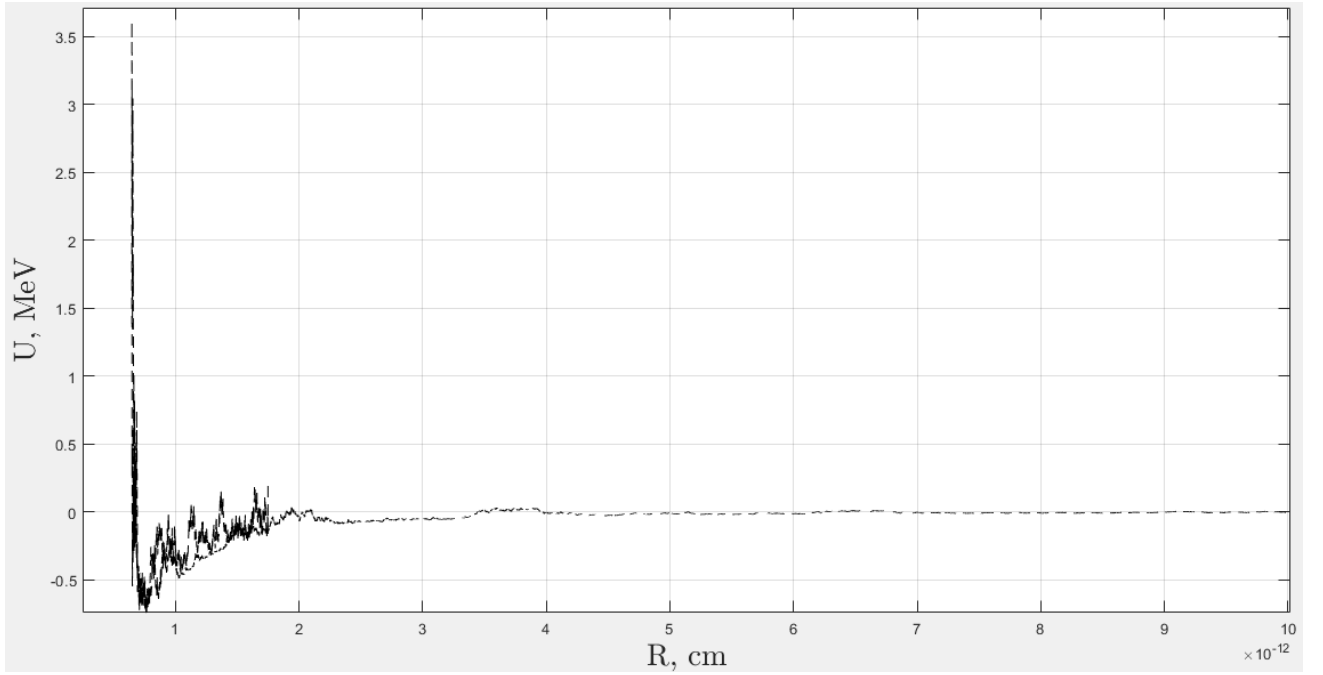


Рисунок 8 — Суммарный потенциал взаимодействия между OHe и ядром-мишенью Na в зависимости от радиус-вектора частицы O^{--} при нулевом прицельном параметре

Среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 3.3727 \cdot 10^{-15}$ см.

На рисунке 10 построен график зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na при

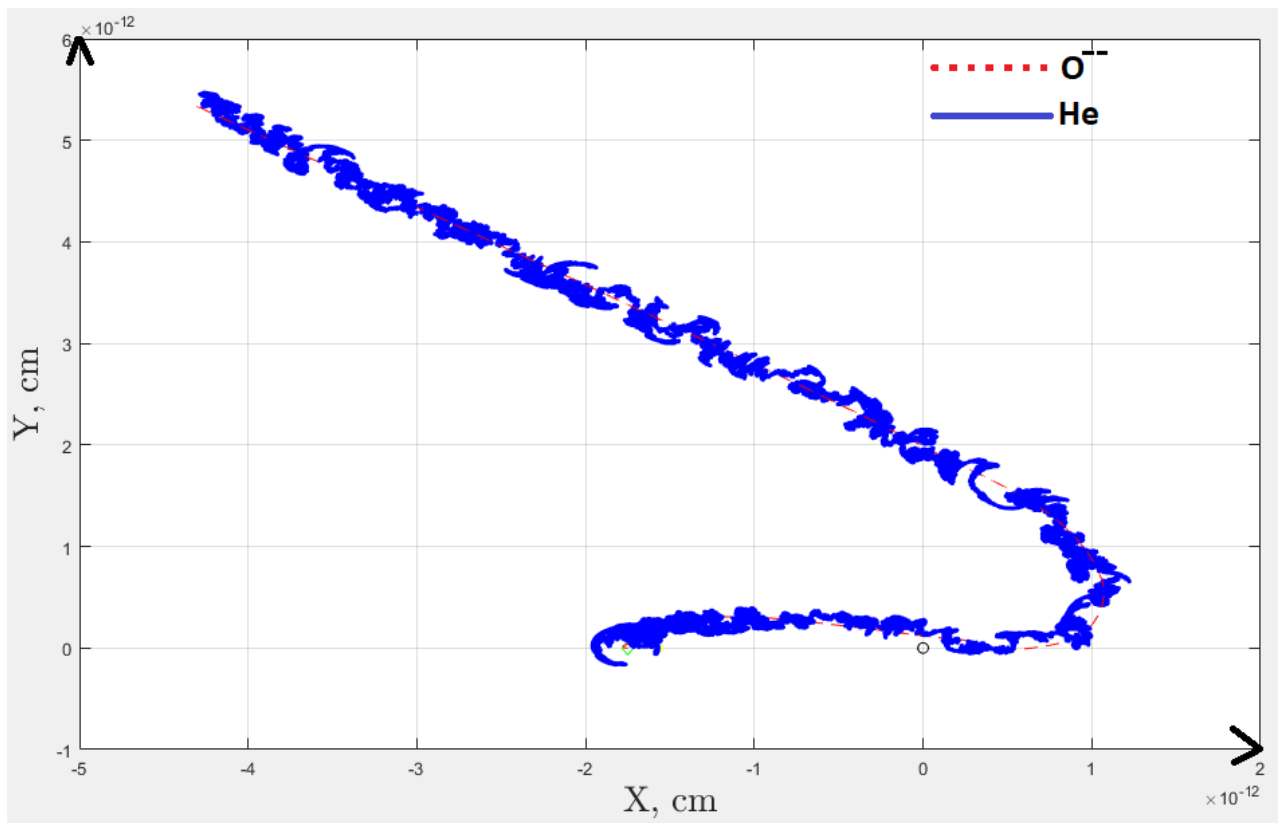


Рисунок 9 — Траектории движения α -частицы и частицы O^{--} в плоскости XY при ненулевом прицельном параметре

ненулевом прицельном параметре.

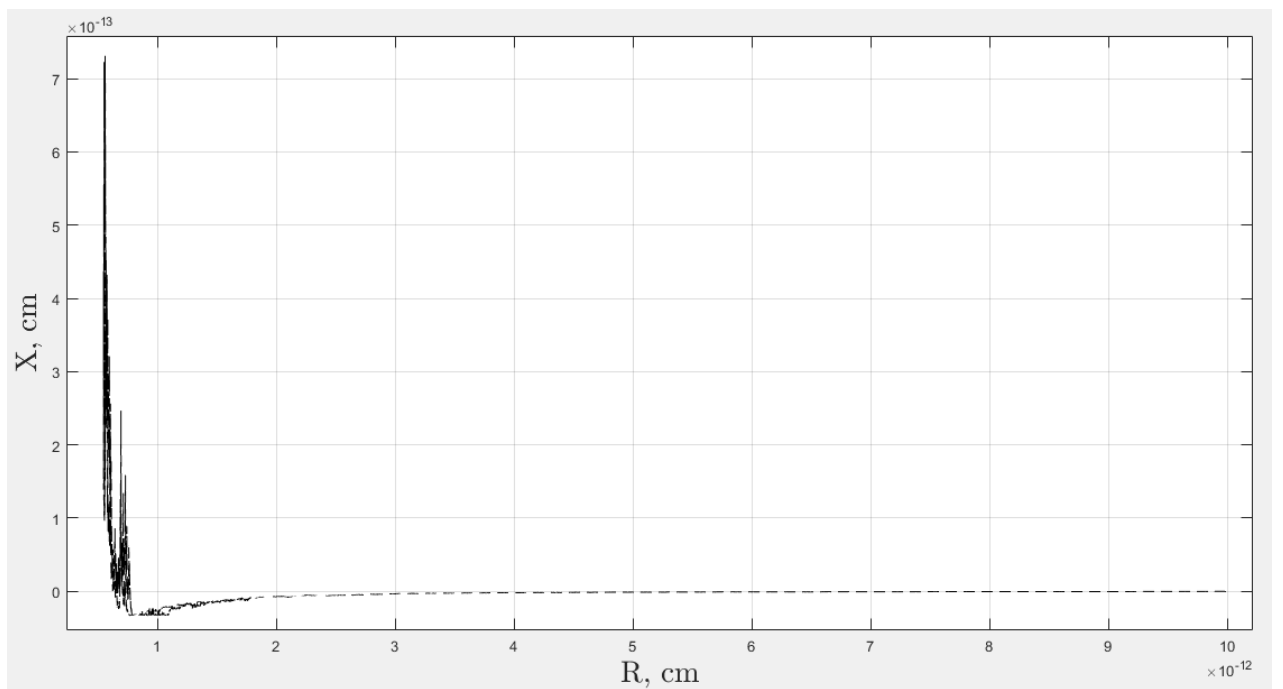


Рисунок 10 — График зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na в модели Бора при ненулевом прицельном параметре

На рисунке 11 построен суммарный потенциал взаимодействия между OHe и ядром-мишенью Na в зависимости от радиус-вектора частицы O^{--} при ненулевом прицельном параметре, также качественно совпадающий с теоретически ожидаемой формой эффективного потенциала взаимодействия между атомом скрытой массы и ядром вещества.

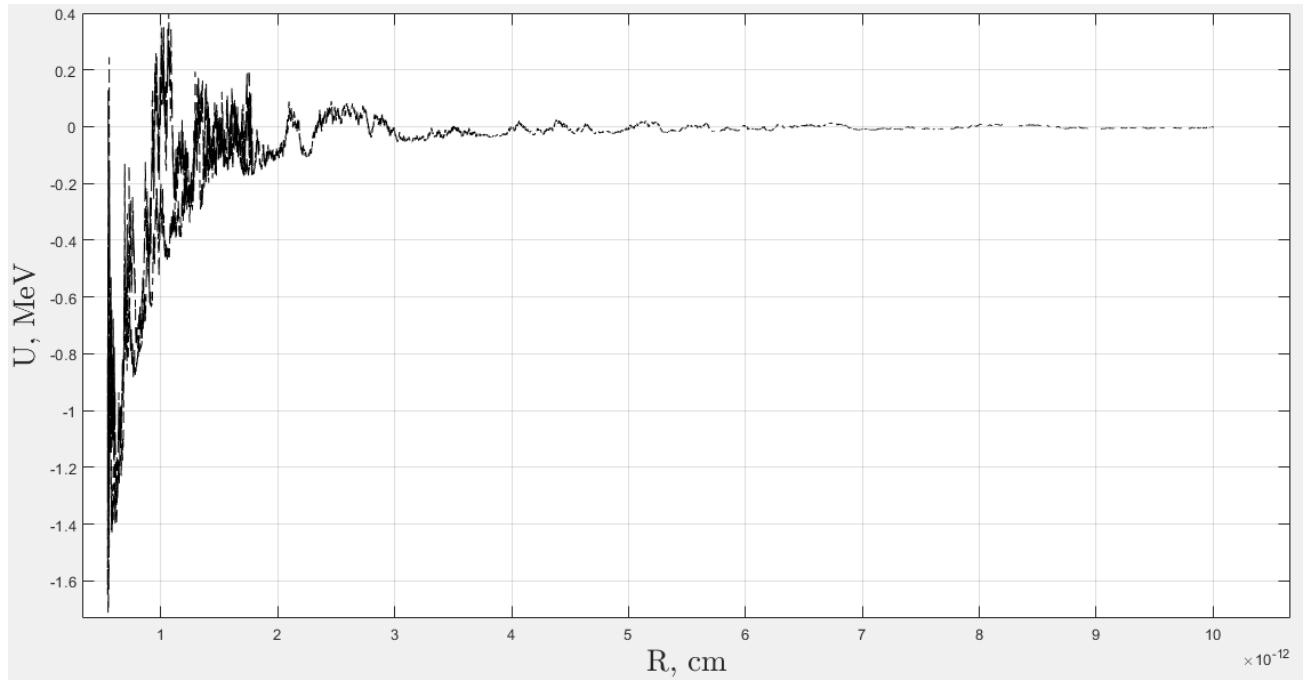


Рисунок 11 — Суммарный потенциал взаимодействия между OHe и ядром-мишенью Na в зависимости от радиус-вектора частицы O^{--} при ненулевом прицельном параметре

2. ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ В МОДЕЛИ ТОМСОНА. ПОДХОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ.

1. Упругое рассеяние

Прицельный параметр и минимальное расстояние между α –частицей и ядром-мишенью, соответствующие взаимодействию изображённому на рисунке 2, равны: $\beta = 0.500 \cdot 10^{-13}$ см, $R_{\alpha_{min}} = 1.2603 \cdot 10^{-12}$ см.

Максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 9.0752 \cdot 10^{-14}$ см.

Среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 2.3249 \cdot 10^{-15}$ см.

На рисунке 12 построен график зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na при упругом взаимодействии и ненулевом прицельном параметре.

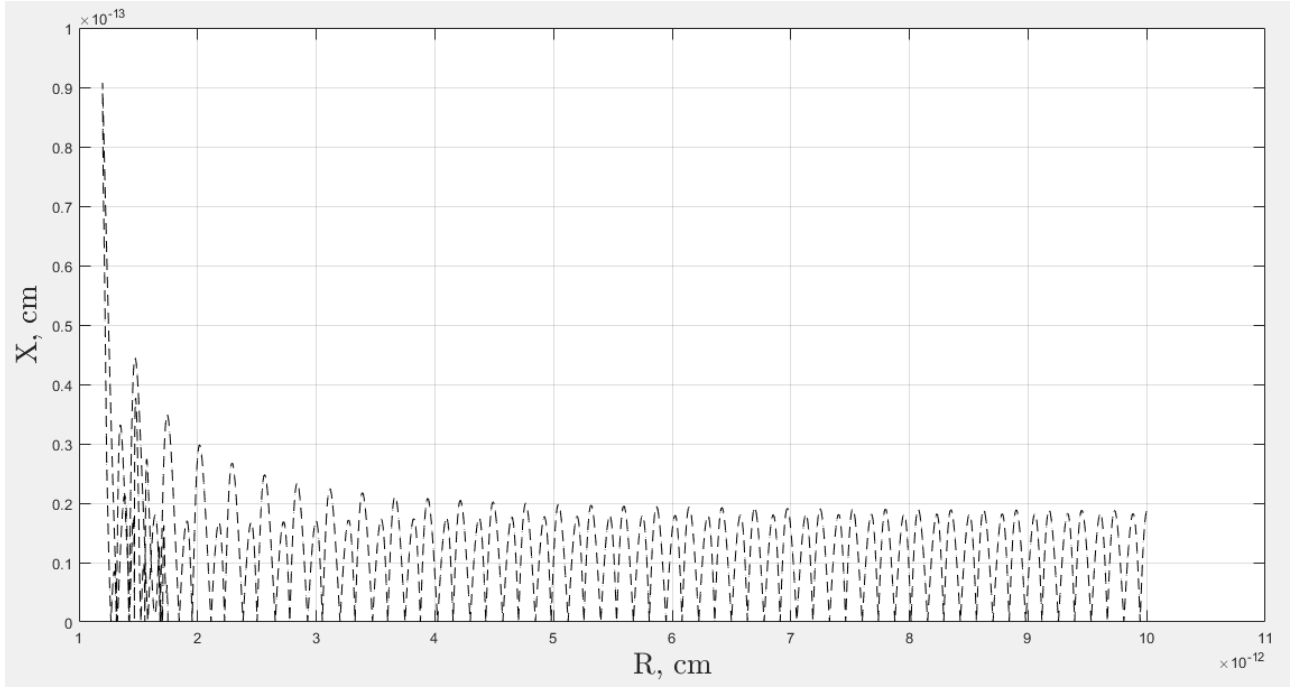


Рисунок 12 — График зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na в модели Томсона при упругом рассеянии и ненулевом прицельном параметре

2. Неупругое рассеяние

Прицельный параметр и минимальное расстояние между α –частицей и ядром-мишенью, соответствующие взаимодействию изображённому на рисунке 4, равны: $\beta = 0.300 \cdot 10^{-13}$ см, $R_{\alpha_{min}} = 1.7579 \cdot 10^{-15}$ см.

Так-как в результате неупругого рассеяния и разрушения атома скрытой массы частица O^{--} осциллирует вокруг ядра, а ядро гелия улетает на бесконечность, вычисление длины дипольного момента, который определяется как разность радиус-векторов частиц "тёмного" атома, на всём интервале является нефизичным, следовательно, мы приводим здесь результаты вычисленные до момента выхода He из ядра-мишени: максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 5.5898 \cdot 10^{-13}$ см; среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 5.4110 \cdot 10^{-14}$ см.

3. Без силы Штарка.

Если рассматривать модель Томсона без добавления силы Штарка, которая описана в статье [22], частицы атома скрытой массы всегда попадают в ядро-мишень. Например, при ненулевом прицельном параметре $\beta = 0.200 \cdot 10^{-13}$ см, атом OHe попадает в ядро-мишень, образуется колебательная система трёх тел (см. рисунок 13). Минимальное расстояние между

α –частицей и ядром-мишенью для этого случая $R_{\alpha_{min}} = 6.7655 \cdot 10^{-16}$ см. На рисунке 13 чёрным кружком изображено ядро-мишень, желтая звездочка и зелёный ромб - начальные местоположения α -частицы и частицы O^{--} соответственно, синими точками и красной пунктирной линией показаны траектории He и частицы O^{--} соответственно.

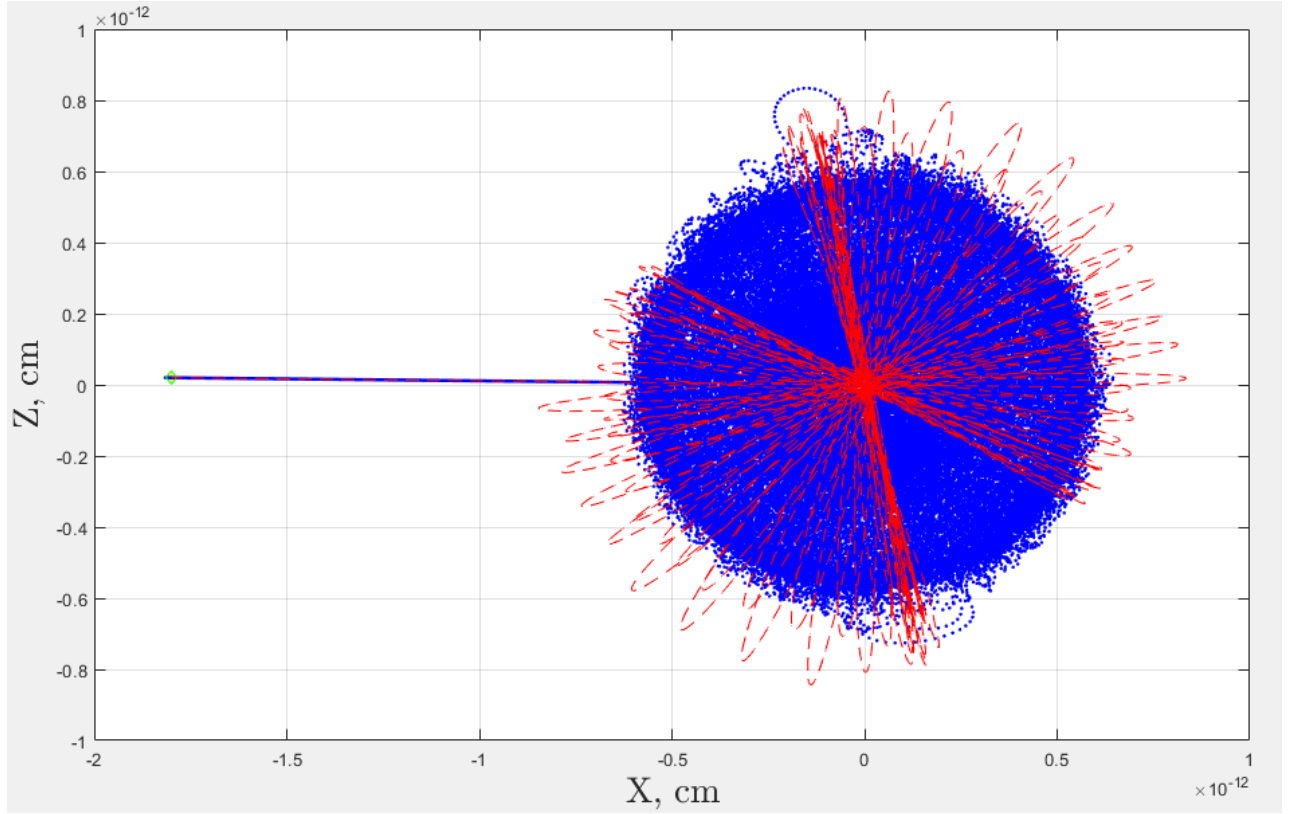


Рисунок 13 — Траектории движения α -частицы и частицы O^{--} в плоскости XZ при ненулевом прицельном параметре в модели Томсона без силы Штарка

Максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 1.4332 \cdot 10^{-12}$ см.

Среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 5.3905 \cdot 10^{-13}$ см.

3. ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ В ПОДХОДЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛОВ С ЯДЕРНОЙ СИЛОЙ ТИПА ВУДСА-САКСОНА.

Для восстановления эффективного потенциала взаимодействия между XHe и ядром вещества в каждой точке необходимо учесть все типы взаимодействия существующие в данной системе трёх тел. Мы должны учитывать электромагнитное взаимодействие между "тёмным" атомом XHe и

ядром, ядерное взаимодействие между гелием и ядром вещества, а также необходимо учесть эффект Штарка возникающий во внешнем, переменном электрическом поле, создаваемым ядром вещества, который приводит к поляризации XHe .

Интервал на котором восстанавливаются потенциалы: $[R_{AHe}; 15R_{He}]$, где $R_{He} = 1.9525$ fm это радиус ядра гелия, а $R_{AHe} = 5.1730$ fm это сумма радиусов ядра гелия и ядра-мишени Na .

Были построены графики зависимости ядерного потенциала типа Саксона-Вудса, потенциала электрического взаимодействия XHe с ядром U_{XHe}^e , потенциала Штарка и суммарного потенциала в зависимости от расстояния между nHe и ядром вещества для $n = 1$, то есть для атома OHe . В качестве внешнего ядра рассматривались ядро натрия (см. рисунок 14).

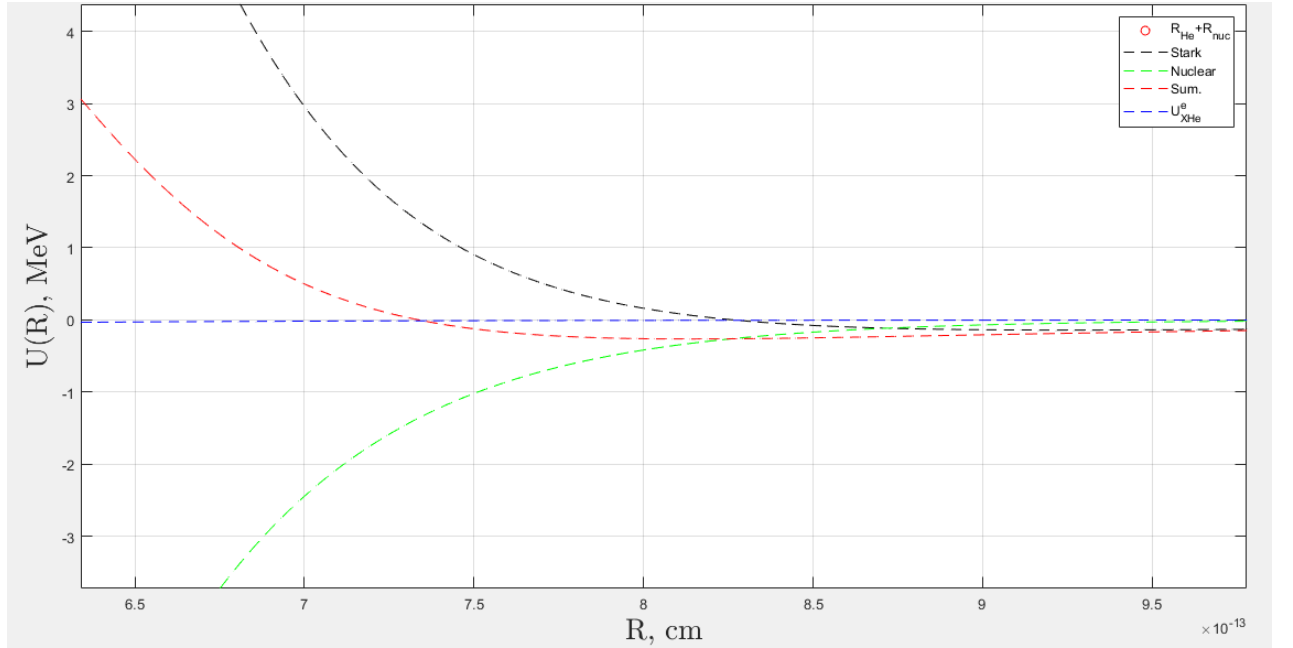


Рисунок 14 — Графики зависимости ядерного потенциала типа Саксона-Вудса, U_{XHe}^e , потенциала Штарка и суммарного потенциала в зависимости от расстояния между He и ядром Na

На рисунке 14 зелёной, голубой, серой и красной пунктирными линиями показаны графики зависимости ядерного потенциала типа Саксона-Вудса, U_{XHe}^e , потенциала Штарка и суммарного потенциала соответственно в зависимости от расстояния между ядром гелия атома OHe и ядром вещества, красным кружком показана сумма радиусов ядра гелия и ядра вещества. На рисунке 14 суммарный потенциал качественно повторяет ожидаемую форму эффективного потенциала взаимодействия OHe с ядром

вещества, можно видеть связанное состояние с энергией около 0.25 MeV .

Максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 2.4062 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$.

Среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 9.1850 \cdot 10^{-14} \text{ cm}$.

На рисунке 15 построен график зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na .

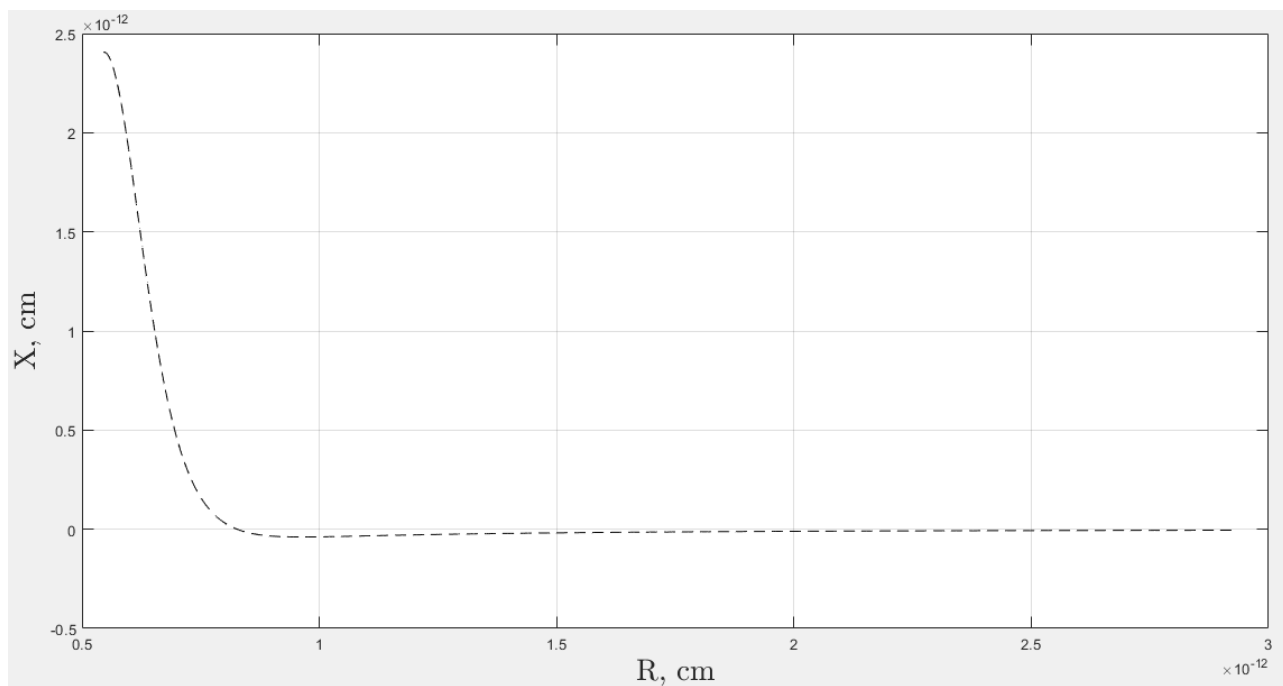


Рисунок 15 — График зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na

4. ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ В ПОДХОДЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛОВ С ЯДЕРНОЙ СИЛОЙ УЧИТЫВАЮЩЕЙ НЕТОЧЕЧНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЯДЕР.

Используя результаты полученные в статье [23], мы, в нашем полуклассическом подходе расчёта эффективного потенциала взаимодействия XHe с ядром вещества, заменили ядерный потенциал Саксона-Вудса, который в общем не учитывает конечные размеры взаимодействующих ядер, на ядерный потенциал, который рассчитывается по формуле 22 из статьи [23]. При выводе этой формулы учтены плотности нуклонов взаимодействующих ядер, плотность двойной ядерной системы, из-за небольшого перекрытия ядер пренебрегается спиновым взаимодействием, оба ядра рассмат-

риваются как сферические. В результате, численным методом, используя ранее упомянутую формулу, были вычислены ядерные потенциалы взаимодействия между гелием и ядрами натрия и йода. Далее, используя разностную схему, были рассчитаны соответствующие ядерные силы, чтобы с их помощью получить значения дипольного момента, с помощью которых, в свою очередь, был рассчитан потенциал Штарка.

Интервал на котором восстанавливаются потенциалы: $[R_{AHeNa}$ или $R_{AHeI}; 15R_{He}]$, где $R_{He} = 1.9525$ fm это радиус ядра гелия, а $R_{AHeNa} = 5.1730$ fm и $R_{AHeI} = 8.1351$ fm это сумма радиусов ядра гелия и ядрамишени Na или I соответственно.

Используя полученные результаты были построены графики зависимости соответствующего неточечного ядерного потенциала, U_{XHe}^e , потенциала Штарка и суммарного потенциала в зависимости от расстояния между He и ядром вещества для атома OHe скрытой массы. В качестве внешнего ядра рассматривались ядра натрия и йода (см. рисунки 16 и 17).

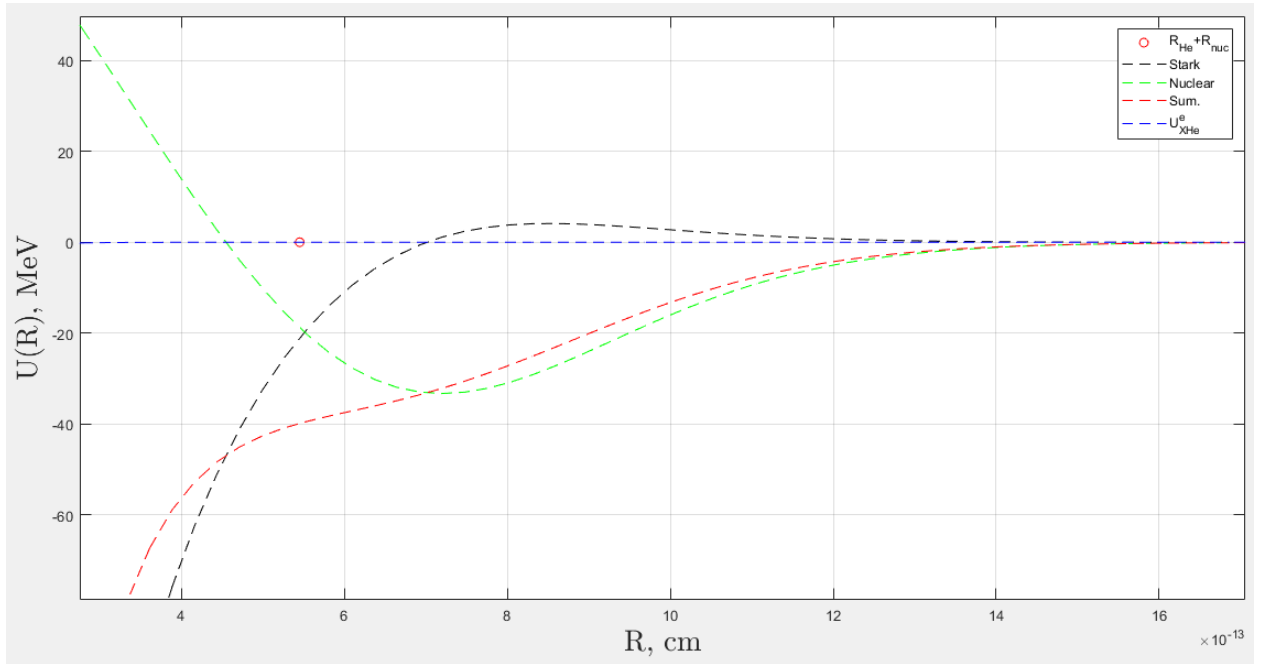


Рисунок 16 — Графики зависимости неточечного ядерного потенциала, U_{XHe}^e , потенциала Штарка и суммарного потенциала в зависимости от расстояния между He и ядром Na

На рисунках 16 и 17 зелёной, голубой, серой и красной пунктирными линиями показаны графики зависимости неточечного ядерного потенциала, U_{XHe}^e , потенциала Штарка и суммарного потенциала соответственно в зависимости от расстояния между ядром гелия атома OHe и ядром веще-

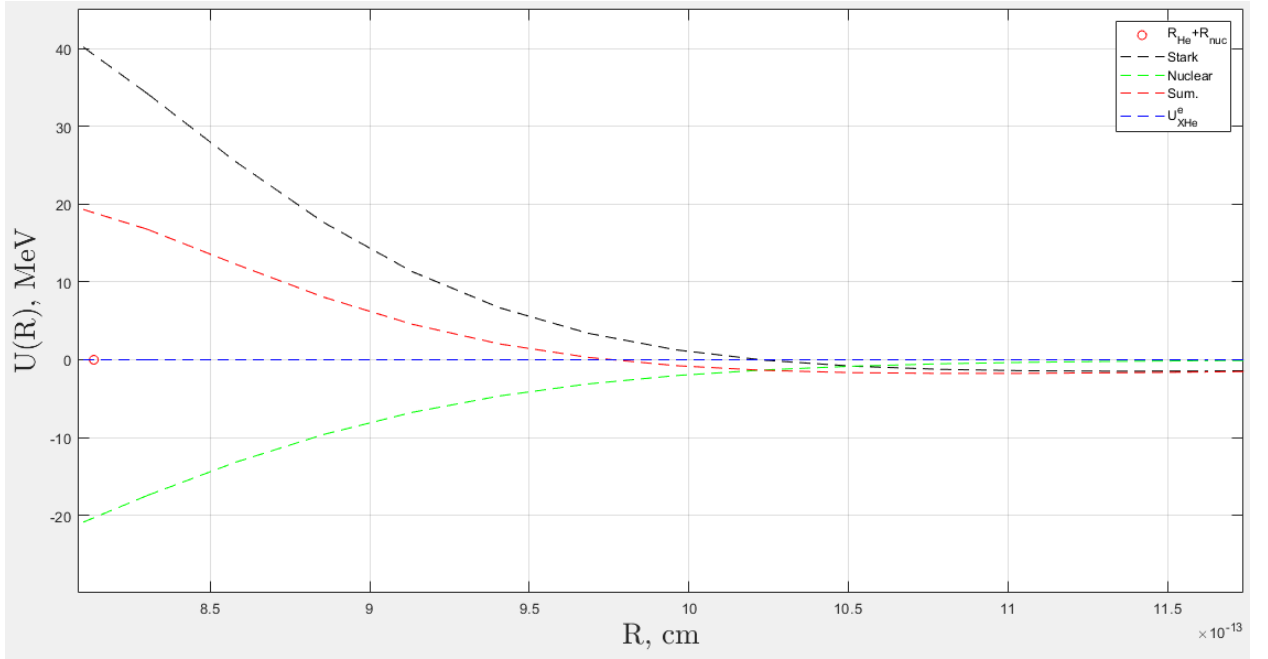


Рисунок 17 — Графики зависимости неточечного ядерного потенциала, U_{XHe}^e , потенциала Штарка и суммарного потенциала в зависимости от расстояния между He и ядром I

ства, красным кружком показана сумма радиусов ядра гелия и ядра вещества. На рисунке 17 суммарный потенциал качественно повторяет ожидаемую форму эффективного потенциала взаимодействия OHe с ядром вещества, можно видеть связанное состояние с энергией около 1.75 MeV .

При взаимодействии с ядром Na на рисунке 16 форма суммарного потенциала взаимодействия значительно отличается от ожидаемой. В пределах неопределенности параметров ядерной физики существует диапазон, в котором энергия связи в системе $OHe - Na$ находится в интервале 2-4 КэВ [2,24], что является достаточно тонким эффектом, который при нашем достаточно грубом расчёте эффекта Штарка полуклассическим способом мог быть потерян.

Поэтому, для улучшения точности результатов нашего расчёта эффективного потенциала взаимодействия нужно решить уравнение Шрёдингера для гелия в системе $OHe - \text{ядро}$, чтобы квантово-механическим способом вычислить поляризацию атома скрытой массы и таким образом более точно рассчитать потенциал Штарка.

1) Для ядра-мишени Na .

Максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 4.1594 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$.

Среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 3.7938 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

На рисунке 18 построен график зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na .

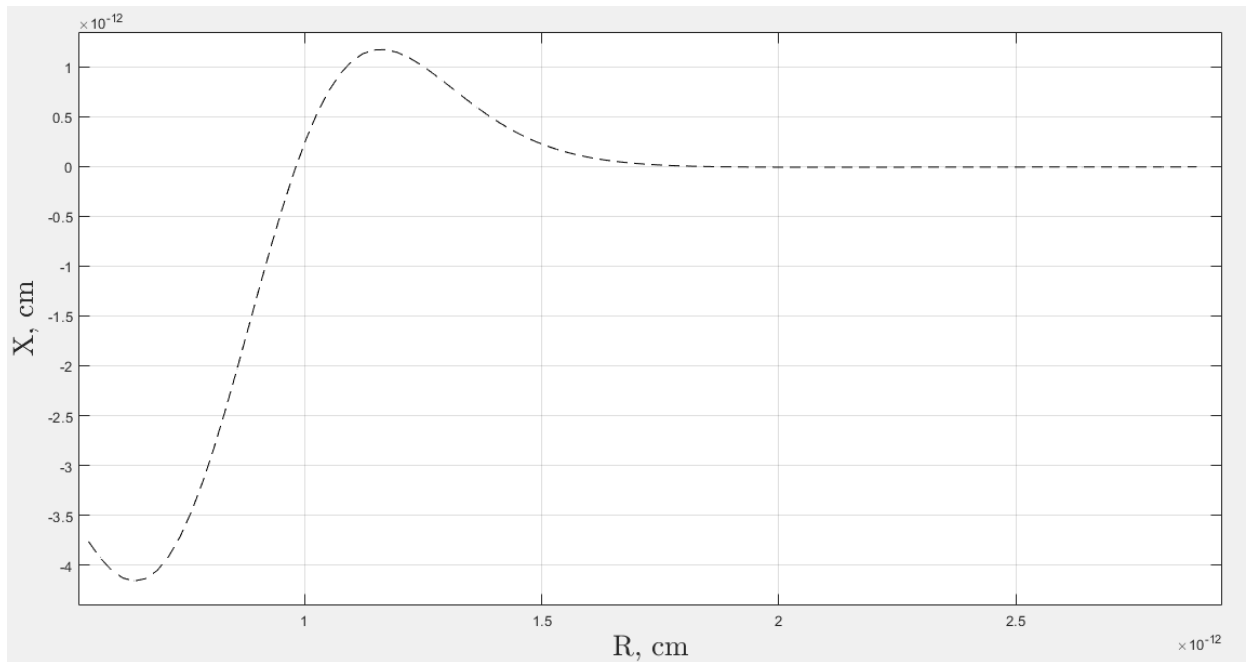


Рисунок 18 — График зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью Na

2) Для ядра-мишени I .

Максимальное значение дипольного момента $\delta_{max} = 1.0623 \cdot 10^{-11}$ см.

Среднее значение дипольного момента $\delta_{mean} = 9.3590 \cdot 10^{-13}$ см.

На рисунке 19 построен график зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью I .

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривается гипотеза составной скрытой массы, в которой гипотетические стабильные частицы с зарядом $-2n$ образуют нейтральные атомоподобные состояния XHe с первичными ядрами гелия. X -гелий будет взаимодействовать с ядрами обычного вещества и специфика этого взаимодействия может объяснить некоторые факты, наблюдаемые в экспериментах.

Гипотеза XHe не может работать, если на некотором расстоянии между XHe и ядром не возникнет отталкивающего взаимодействия, и решение данной проблемы является жизненно важным для дальнейшего су-

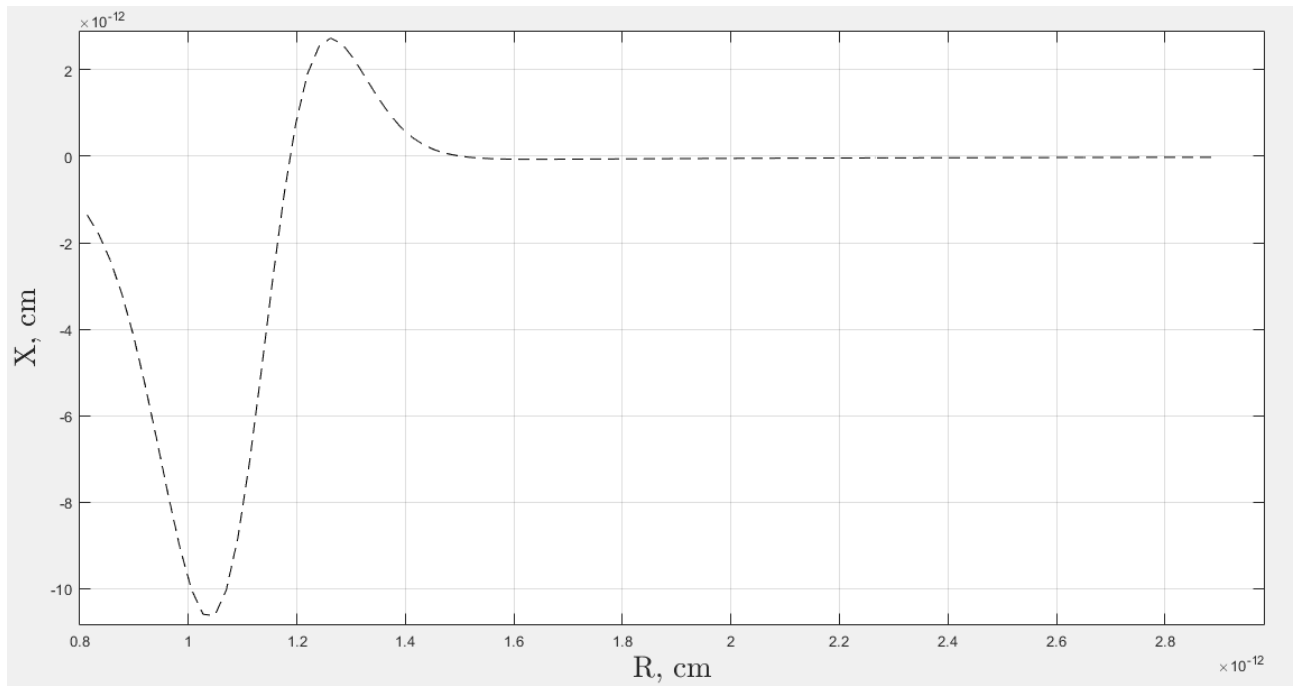


Рисунок 19 — График зависимости величины дипольного момента от расстояния между частицей O^{--} и ядром-мишенью I

уществования модели атома XHe скрытой массы [12]. Чтобы избежать проблемы перепроизводства аномальных изотопов, предполагается, что эффективный потенциал взаимодействия между XHe и ядром материи будет иметь барьер, препятствующий слиянию He и/или X с ядром. Эта задача сформулирована как задача трех тел и не имеет точного аналитического решения. Таким образом, в данной работе предлагается численный подход для описания данного взаимодействия, в котором мы пытаемся последовательно строить численную модель для восстановления формы соответствующего эффективного потенциала. Такая численная модель строится в данной работе в двух полуклассических подходах: в подходе восстановления траекторий частиц, который в свою очередь имеет две модели: модель Бора и модель Томсона, и в подходе восстановления потенциала в каждой точке. Эти модели описывают систему из трех взаимодействующих друг с другом посредством кулоновских и ядерных сил, заряженных частиц.

При моделировании в приближении атома Бора преобладает упругое взаимодействие и форма эффективного потенциала взаимодействия OHe с ядром качественно совпадает с теоретически ожидаемой. Тем не менее, в подходе модели атома Бора имеются некоторые минусы, например, в этой численной модели не задаётся явным образом сила Кулона между гелием и

O^{--} , а вручную фиксируется боровская орбита вращения He в атоме OHe , что исключает возможность его поляризации из-за эффекта Штарка. А при рассмотрении модели атома Томсона эту проблему можно решить, так-как при таком подходе ядро гелия не является точечным зарядом, стохастически движущимся по фиксированной боровской орбите, а представляет собой заряженный шар, внутри которого может колебаться частица O^{--} . Более того, случай -2 заряженных частиц является лишь частным случаем, так-как рассматриваемые нами частицы могут иметь заряд $-2n$ и образовывать с n ядрами 4He "тёмные" атомы X –гелия, которые сами по себе, начиная с $n = 2$, являются атомами Томсона.

При моделировании в приближении атома Томсона из анализа траекторий, при $n = 1$, можно выделить два характерных случая, независимых от прицельного параметра: упругое взаимодействие и неупругое, когда частица O^{--} попадает в ядро. В результате упругого рассеяния частицы OHe меняют направление движения на противоположное, атом O -гелия испытывает тем большую поляризацию, чем ближе подходит к ядру-мишени. В результате неупругого рассеяния атом OHe разрушается и частица O^{--} остаётся в ядре-мишене, а ядро гелия летит дальше в изначальном направлении.

В модели Томсона автоматически появляется поляризация "тёмного" атома из-за эффекта Штарка, которую в модели Бора приходилось вводить вручную. Но в отличие от Боровской модели, в которой сохраняется квантово-механическая связь между частицами "тёмного" атома, выражающаяся в виде фиксированной боровской орбиты α -частицы, но которая при этом не позволяла получить автоматическую поляризацию "тёмного" атома, в модели Томсона такая связь теряется. И атом скрытой массы неупруго рассеивается как раз из-за недостаточной квантово-механической связи между частицами "тёмного" атома, поэтому несмотря на то, что сила Штарка и Кулона отталкивает гелий от ядра, O^{--} притягивается к нему как независимая частица. То есть можно не вводить "руками" поляризацию, но при этом теряется квантово-механическая связь в XHe или же можно сохранить эту связь, но тогда приходится неестественным способом, что влияет на точность результатов, вычислять длину дипольного момента. Поэтому, в модели Томсона необходимо ввести квантовую связь между ге-

лием и частицей X .

При моделировании в полуклассическом приближении форма эффективного потенциала взаимодействия XHe с ядром вещества качественно удовлетворяет ожидаемой: наблюдается Кулоновский барьер и связанное состояние в системе XHe – ядро. Однако, при учёте неточности в ядерной силе для ядра Na форма эффективного потенциала взаимодействия значительно отличается от ожидаемой. В пределах неопределённости параметров ядерной физики существует диапазон, в котором энергия связи в системе OHe – Na находится в интервале 2-4 КэВ [2, 24], что является достаточно тонким эффектом, который при нашем достаточно грубом расчёте эффекта Штарка полуклассическим способом мог быть утерян.

Из анализа величины длины дипольного момента в различных подходах и моделях видно, что поляризация атома скрытой массы тем больше, чем ближе он находится к ядру вещества и максимально возможное значение длины дипольного момента δ_{max} "тёмного" атома при взаимодействии с ядром Na равняется порядка 10^{-12} см.

Для улучшения точности результатов расчёта эффективного потенциала взаимодействия необходимо рассмотреть квантово-механический подход, который подразумевает под собой решение уравнения Шрёдингера для гелия в системе OHe – ядро, чтобы квантово-механическим способом вычислить поляризацию атома скрытой массы и таким образом более точно рассчитать потенциал Штарка.

В будущем планируется, кроме добавления более строгой квантово-механической связи между частицами атома скрытой массы в модели Томсона, применить написанный алгоритм для расчёта двумерного уравнения Шрёдингера в системе OHe – ядро, используя восстановленный потенциал взаимодействия, после чего необходимо будет рассчитать поляризацию атома OHe и вычислив потенциал Штарка построить суммарный потенциал взаимодействия, в котором помимо потенциала Штарка также учитывается ядерный потенциал и потенциал электромагнитный.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] M. Khlopov: Cosmological Reflection of Particle Symmetry, *Symmetry*, **8**, 81 –121 (2016)
- [2] M. Khlopov: Fundamental particle structure in the cosmological dark matter, *International Journal of Modern Physics A*. **28**, 1330042 (2013)
- [3] M.Yu. Khlopov in *Cosmion-94*, Eds. M.Yu.Khlopov et al. (Editions frontieres, 1996) P. 67; M. Y. Khlopov in hep-ph/0612250, p 51.
- [4] M.Y.Khlopov, *Bled Workshops in Physics* **8**, 114 (2007); in arXiv:0711.4681, p. 114; M. Y. Khlopov and N. S. MankocBorstnik, *ibid*, p. 195.
- [5] G. Bertone, D. Hooper, J. Silk: Particle dark matter: evidence, candidates and constraints, *Physics Reports* **405**, 279 – 390 (2005)
- [6] M. Y. Khlopov: Dark matter reflection of particle symmetry, *Modern Physics Letters A*. **32**, 1740001 (2017)
- [7] P. Scott: Searches for Particle Dark Matter: An Introduction, (2011), e-Print: arXiv:1110.2757.
- [8] M. Yu. Khlopov, C. Kouvaris: Composite dark matter from a model with composite Higgsboson, *Phys. Rev.* **78**, 065040 (2008)
- [9] D. Fargion, M. Yu. Khlopov: Tera-leptons' shadows over Sinister Universe, *Gravitation Cosmol.* **19**, 219 (2013)
- [10] M. Yu. Khlopov, A. G. Mayorov, and E. Yu. Soldatov: Towards nuclear physics of OHe darkmatter, *Bled Workshops Phys.* **12**, 94 (2011)
- [11] J. R. Cudell, M. Y. Khlopov, Q. Wallemacq: The nuclear physics of OHe, *Bled Workshops Physics* **13**, 10 –27 (2012)

- [12] M. Yu. Khlopov: 10 years of dark atoms of composite dark matter, Bled Workshops Physics **16**, 71 –77 (2015)
- [13] O. V. Bulekov, M.Yu.Khlopov, A. S. Romaniouk, Yu. S. Smirnov: Search for Double Charged Particles as Direct Test for Dark Atom Constituents, Bled Workshops in Physics **18**, 11-24 (2017)
- [14] M. Y. Khlopov: Conspiracy of BSM physics and cosmology, Bled Workshops in Physics, V.20 PP.21-35 (2019), e-Print: arXiv: 1911.03294.
- [15] K. M. Belotsky, M. Y. Khlopov, K. I. Shibaev: Composite Dark Matter and its Charged Constituents, Grav.Cosmol., V.12 PP.93-99, (2006), arXiv:astro-ph/0604518
- [16] M. Y. Khlopov, C. A. Stephan, D. Fargion: Dark matter with invisible light from heavy double charged leptons of almost-commutative geometry?, Classical and Quantum Gravity **23**, 7305 –7354 (2006)
- [17] M. Y. Khlopov, C. Kouvaris: Strong interactive massive particles from a strong coupled theory, Physical Review D **77**, PP. 065002 (2008)
- [18] M. Yu. Khlopov, A. G. Mayorov, E. Yu. Soldatov: The dark atoms of dark matter, Prespace. J. **1**, 1403 –1417 (2010)
- [19] M. Y. Khlopov: Composite dark matter from 4th generation, JETP Letters **83**, 1 –4 (2006)
- [20] V. Beylin, M. Khlopov, V. Kuksa, N. Volchanskiy: New physics of strong interaction and Dark Universe, Universe **6**, 196 (2020)
- [21] R. Bernabei: Dark matter investigation by DAMA in Gran Sasso, International Journal of Modern Physics A **28**, 1330022 (2013)
- [22] T. E. Bikbaev, M. Yu. Khlopov, A. G. Mayorov: Numerical simulation of Bohr-like and Thomson-like dark atoms with nuclei, Bled Workshops in Physics **22**, 65 –77 (2021)
- [23] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, R.V. Jolos, S.P. Ivanova, O.I. Melnikova: Effective nucleus-nucleus potential for calculation of potential energy of a dinuclear system, Int.J.Mod.Phys.E **5** 191-216 (1996)

- [24] M. Y. Khlopov: Physics of dark matter in the light of dark atoms, Modern Physics Letters A. **26**, 2823 –2839 (2011)