

Глава 1

Введение

В конце 18 века сэр Уильям Гершель построил телескоп, который предоставил возможность заглянуть за границы Солнечной Системы. Применяв метод “звездных черпков”, Гершель составил карту, позволившую оценить масштаб Галактики. Однако этот масштаб был сильно занижен, не только неточными наблюдательными данными и неверными предположениями, но и отсутствием такого понятия как межзвездная среда и межзвездное поглощение. Позже, в 1847 г., существование межзвездного поглощения было предложено В.Я. Струве, активное изучение этого феномена началось в 30-е годы XX века, после работ Трюмплера. Поглощение вызывают маленькие пылинки, находящиеся в межзвездных облаках. Влияние пыли на излучение, проходящее сквозь межзвездную среду, огромно. Несмотря на небольшое содержание пыли (в среднем около 1% от массы газа), она может закрыть от наблюдателя даже очень яркий объект. Пыль концентрируется на низких галактических широтах и полностью экранирует излучение ядра Галактики.

Отношение многих астрономов к изучению пыли носит утилитарный характер (редукция ее из наблюдений). При этом необходимо понимать, что пыль ответственна за многие химические и физические процессы, проходящие в Галактике и планетных системах. Это и образование молекул H_2 на поверхности пылинок, и “строительство” сначала планетоземалей, а впоследствии планет.

Межзвездные пылинки представляют собой частицы небольших размеров (от тысячных до нескольких сантиметров), первоначально выброшенные в межзвездную среду из атмосфер звезд поздних спектральных классов и, возможно, при взрывах сверхновых. Эти частицы скорее всего состоят из силикатов и углерода, часть из них имеет несферическую форму. Помимо межзвездного поглощения и поляризации, межзвездные пылинки ответственны за инфракрасные (ИК) избытки в спектрах звезд и галактик.

Еще одним наблюдательным проявлением присутствия пыли в межзвезд-

ной среде является рассеянное излучение, наблюдаемые в виде отражательных туманностей и диффузного галактического света. Необходимым условием появления рассеянного излучения является наличие освещающего источника, яркого в соответствующем диапазоне длин волн. В качестве освещающего можно рассматривать и рентгеновские источники, вокруг которых рассеянное пылью излучение создает рентгеновские гало. Рентгеновские гало наблюдались рентгеновскими обсерваториями Einstein, ROSAT, Chandra и другими. Свойства этих гало пытаются использовать для установления распределения пылинок по размерам, определения расстояний до источника и рассеивающего облака и т.д.. **Ref.!**

Рассеянное излучение пылинками почти всегда поляризовано. Однако поляризация рентгеновских гало ранее не рассматривалась. Дипломная работа посвящена моделированию и обсуждению этого явления.

{Это можно рассматривать как 1-е приближение!}

Глава 2

Наблюдения

2.1 Рентгеновская астрономия

2.1.1 Обсерватории и инструменты

Наблюдение объектов в рентгене является одной из самых технически сложных задач наблюдательной астрономии. Основными проблемами, с которыми столкнулись астрономы в этой области спектра являются:

1. Низкий коэффициент преломления
2. Непрозрачность атмосферы для рентгеновского излучения

Для того чтобы решить первую проблему были изобретены специальные (отличные от тех что используются в других областях спектра) оптические схемы “косого” падения и др., в то время как вторая проблема решается созданием обсерваторий базирующихся вне атмосферы земли.

Таблица 2.1: Характеристики рентгеновских обсерваторий

Обсерватория				Пространственное		Примечания
	Инструмент	$E[\text{кэВ}]$	$\lambda[\text{\AA}]$	Поле зрения	Разр. ($FWHM$)	
Uhuru (SAS-1) (1970-75) первая рентгеновская обсерватория		2-20	6.2-0.62	$1^\circ \times 10^\circ$		пропорциональный счетчик
HEAO-1 (1977-79) первый полноразмерный телескоп	LASS (A-1)	1-20	12.4-0.62	неск. град.		пропорциональный счетчик
	CXE (A-2)	0.2-60	61.99-0.21	неск. град.		пропорциональный счетчик
	MC (A-3)	1-20	12.4-0.62	неск. град.	$1'$	коллиматор
	(A-4)	$15 \cdot 10^4$	0.83-0.0012	$1^\circ \times 20^\circ$		коллиматор
Einstein (HEAO-2) (1978-81) первый телескоп с фокусирующей оптикой и камерой изображений	IPC	0.3-3.5	41.33-3.54	$75'$	$1'$	пропорциональный счетчик
	HRI	0.2-3.0	62-4.1	$25'$	$4''$	камера высокого разрешения
	SSS	0.5-4.5	24.80-2.76	$6'$	$1'$	твердотельный спектрометр
	FPCS	0.4-2.6	30.996-4.77	$6'$		Брегговский спектрометр
	MPC	2-15	6.2-0.83	1.5°		пропорциональный счетчик
ROSAT (1990-99)	HRI	0.1-2.4	123.98-5.17	$20' \times 20'$	$5''$	камера высокого разрешения
	PSPC			$114'$	$15''$	пропорциональный счетчик
Chandra (AXAF) (1999-)	HRC-I	0.08-10	154.98-1.24	$31' \times 31'$	$< 0.4''$	камера высокого разрешения
	HRC-S	0.08-6	154.98-2.07	$7' \times 97'$		камера высокого разрешения
	ACIS-I	0.2-10	62.99-1.24	$16' \times 16'$	$1-2''$	спектрометр
	ACIS-S	0.5-10	24.8-1.24	$8' \times 48'$		спектрометр
	+HEG	0.9-10	61.99-1.24			спектрометр выс. разр.
	+MEG	0.4-5	31-2.48			спектрометр выс. разр.
	+LETG	0.2-9	62.99-1.38			спектрометр выс. разр.
XMM- Newton (2000-)	MOS	0.2-12	62.99-1.03	$30'$	$6''$	оптический монитор
	PN	0.1-12	0.1-1.03	$30'$	$6''$	камера
	RGS	0.33-2.5	37.57-4.96	$5'$		спектрометр

Первым телескопом выведенным на земную орбиту был аппарат Uhuru (также известный как Small Astrolomical Satellite или SAS-1) запущенный в декабре 1970 года. Проработав на орбите 3 года он сделал первый обзор неба на длинах волн короче 6\AA (0.0006 мкм) включая наблюдения остатков сверхновых, Сейфертовских галактик и рентгеновских двойных. Немногим позже были запущены два проекта NASA под названиями HEAO-1 и HEAO-2. В результате их работы были получены новые обзоры неба, данные о фоновом излучении на коротких длинах волн, найдена переменность объектов, получены спектры рентгеновского диапазона, обнаружено огромное количество новых источников рентгеновского излучения, найдены джеты от Cen A и M87 и многое другое. В последствии были запущены спутники Tenma (Astro-B), EXOSAT, Ginga, ROSAT и др.. каждый из которых внес свой вклад в изучение

рентгеновских источников.

На момент написания этой работы в строю находятся около шести рентгеновских обсерваторий, среди которых Chandra (AXAF) и XMM-Newton которые, хотя и пережили свои сроки службы (более чем в два раза!), но до сих пор являются ценными источниками информации для рентгеновской астрономии.

Некоторые характеристики обсерваторий перечислены в таблице ?? . Более полный список телескопов и их характеристик можно получить из (,).

2.1.2 Поляриметрия

Существует всего несколько примеров когда измерения величины линейной поляризации в рентгеновском диапазоне все-таки удалось измерить с достаточно точностью. Одним из таких примеров является измерение поляризации для Крабовидной туманности (Novick et al. 1972) которое было произведено на Орбитальной Солнечной Обсерватории (OSO-8) используя установленный на ней поляриметр Брэгга (величина поляризации оказалась равной $P_L = 19\% \pm 10\%$) которое было произведено более сорока лет назад. К сожалению низкая точность таких наблюдений при использовании поляриметров основанных на явлении дифракции Брэгга и Томсоновском рассеянии приводит к тому, что для величины линейной поляризации может быть получена лишь оценка сверху (например $P_L \leq 13.5\%$ для Cen X-3 или $P_L \leq 60\%$ для Her X-1 (Silver et al. 1979)). Низкая точность измерений производимых поляриметрами Брэгга и поляриметрами основанными на Томпсоновском рассеянии обусловлена:

- Малым количеством объектов для которых ожидается высокая степень поляризации. Величина поляризации света для магнитаров, нейтронных звезд и двойных рентгеновских звезд оценивается в пределах 10% (wissenkopf).
- Сильной нелинейной спектральной зависимостью поляриметров
- Сложностью фокусировки сигнала
- Большой собственной поляризацией приборов

Все эти проблемы в совокупности делают наблюдение поляризации в рентгеновском диапазоне очень сложной задачей - много сложнее чем измерение потоков и спектральной кривой.

2.2 Гало вокруг рентгеновских источников

В конце 60-х годов Overbeck 1965 предсказал наличие гало, образованных вокруг рентгеновских источников из-за рассеяния света пылью. Только через 15 лет после запуска в 80-х годах космической рентгеновской обсерватории HEAO-2 (Einstein), которая была первой обсерваторией способной делать снимки в мягком рентгене, и этот феномен был вскоре обнаружен Catura (1983). В работе Catura (1983) были предложены оценки размеров частиц, рассеивающих рентген - от 0.003 мкм и до 1 мкм, что грубо совпадает с моделью Mathis et al. (1977), именуемую MRN. Позже, в работе Mauche & Gorenstein (1986), было найдено, что интенсивность гало хорошо коррелирует с экстинкцией в видимом диапазоне, а также подтверждено, что для описания частиц по размерам прекрасно подходит модель MRN. Впоследствии использовались и другие модели, такие как модель Weingartner & Draine (2001), сокращенно WD01 и Zubko et al. (2004), сокращенно ZDA04.

Рентгеновские гало были исследованы многими другими обсерваториями, например EXOSAT, Ginga, Tenma, ASCA и пр. Огромный вклад в изучение гало внесла обсерватория ROSAT (сокр. от Röntgensatellit), запущенная в 1990 году.

Эстафету у ROSAT приняли космические обсерватории XMM Newton и Chandra, запущенные в 1999 году. Угловое разрешение инструментов установленных на этих обсерваториях на несколько порядков выше чем у предыдущих, что позволило изучить гало на масштабах от десятка и даже до одной угловой секунды. Smith et al. (2002) первыми сообщили о существовании рентгеновского гало вокруг GX 13+1. Позже Xiang et al. (2005) нашли распределение яркости гало для 17 ярких источников.

На сегодняшний день зафиксировано более полусотни рентгеновских пылевых гало, для многих из которых найдены параметры распределения пыли в пространстве, ее состав. Одним из наиболее развивающихся направлений при изучении гало является определение расстояний до источника и газопылевого облака, используя радиальные профили гало, а также рентгеновскую переменность источника, предложенную еще Trümper & Schünfelder (1973) .

Глава 3

Теория

3.1 Пылевые частицы

Рассеяние излучения в рентгеновской области спектра по сравнению с оптической и ИК областями имеет свои особенности. Оптические константы материалов, из которых состоит пыль, в области рентгена совершенно отличны от констант, которые мы имеем в диапазонах с большей длиной волны. Ниже приведена таблица с коэффициентами преломления для силикатных (Draine & Lee 1984, Laor & Draine 1993) и углеродных частиц (Zubko et al. 1996):

Таблица 3.1: Коэффициенты преломления в оптической и рентгеновской областях спектра

E [кэВ]	λ [Å]	λ [мкм]	Силикаты (ASD03)	Углеродные (ACH2)
0.00225	5500	0.55	$1.69037-i2.986E-2$	$1.79186-i0.27199$
0.00282	4400	0.44	$1.69773-i2.96389E-2$	$1.76176-i0.36088$
0.5	24.79	0.002479	$0.99792-i3.20101E-4$	$0.99844-i5.06009E-4$
1.1	11.27	0.001127	$0.99939-i1.36100E-4$	$0.99967-i2.74298E-5$
1.3	9.537	0.0009537	$0.99959-i7.57804E-5$	$0.99976-i1.44517E-5$
1.7	7.293	0.0007293	$0.99973-i3.72301E-5$	$0.99986-i5.08672E-6$
2.2	5.635	0.0005635	$0.99983-i1.99501E-5$	$0.99992-i1.84378E-6$

Действительная часть коэффициента преломления для рентгеновской области спектра практически равна единице, в то время как мнимая стремится к нулю. Космическая пыль практически прозрачна для рентгеновского излучения. Ниже приведена диаграмма рассеяния, для нескольких длин волн, полученная с помощью теории Ми.

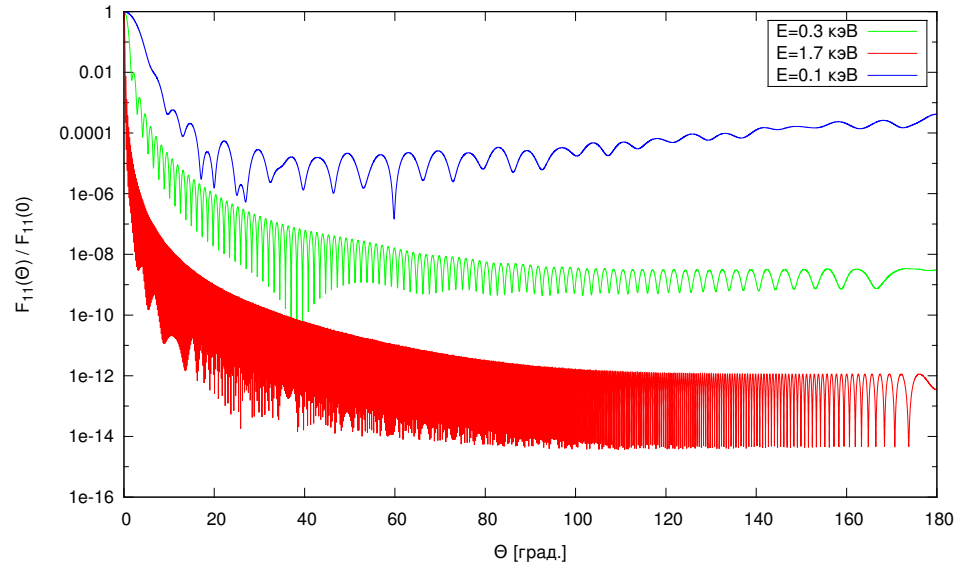


Рис. 3.1: Индикатриса рассеяния: силикатные сферические частицы радиуса 0.1мкм

Ниже представлены результаты вычислений параметра асимметрии g , альбедо Λ , факторов ослабления и рассеяния Q_{ext} и Q_{sca} для силикатных частиц размера 0.2мкм для нескольких длин волн:

Таблица 3.2

E [кэВ]	λ [Å]	λ [мкм]	x	Λ	g	Q_{ext}	Q_{sca}
0.00225	5500	0.55	2.28	0.8994	0.6534	3.54	3.19
0.00282	4400	0.44	2.86	0.8983	0.6518	3.95	3.54
0.5	24.79	0.002479	506.77	0.8015	0.9999642	1.72	1.38
1.1	11.27	0.001127	1014.90	0.6749	0.9999927	1.00	0.68
1.3	9.537	0.0009537	1317.61	0.6774	0.9999950	0.71	0.48
1.7	7.293	0.0007293	1723.03	0.6966	0.9999971	0.51	0.35
2.2	5.635	0.0005635	2229.80	0.6802	0.9999982	0.34	0.24

Здесь x - параметр размера частицы, зависящий от ее радиуса a и длины волны падающего излучения λ :

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}. \quad (3.1)$$

Как видно из таблицы ?? параметр асимметрии g для рентгеновской области спектра очень близок к единице. Опираясь на значение этого параметра и

вид индикатрисы рассеяния можно заключить что одной из основных особенностей рассеяния рентгеновского излучения является то, что оно происходит в конусе с *очень* малым раствором ($\Theta < 1^\circ$). Необходимо понимать, что практически все излучение, пришедшее в облако с межзвездной пылью, выйдет из этого облака в практически не изменив направления.

3.2 Рассеяние света пылинками

Для описания плоской монохроматической волны довольно часто используют параметры Стокса, введенные сэром Джорджем Стоксом (sir George Stokes) в 1852 году. Они имеют размерность интенсивности и несут информацию о плоской монохроматической поляризованной волне. Параметры Стокса объединяют в четырехмерный вектор Стокса:

$$S = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Формулы (3.3), позволяют найти полную степень поляризации, степень линейной и круговой поляризации:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2+U^2+V^2}}{I}, \quad P_L = \frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I}, \quad P_V = \frac{V}{I}. \quad (3.3)$$

Позиционный угол линейной поляризации ψ можно найти, пользуясь формулой:

$$\psi_L = \arctan \left(\frac{U}{Q} \right). \quad (3.4)$$

Важным следствием того, что параметры Стокса имеют размерность интенсивностей, является аддитивность этих параметров, что позволяет их усреднять.

Для описания рассеяния электромагнитной волны с заданным вектором Стокса удобно использовать матрицу рассеяния вида:

$$\hat{F} = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{21} & F_{22} & F_{23} & F_{24} \\ F_{31} & F_{32} & F_{33} & F_{34} \\ F_{41} & F_{42} & F_{43} & F_{44} \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

В общем случае коэффициенты матрицы \hat{F} не равны между собой и отличны от нуля.

3.2.1 Шары

Для описания взаимодействия частиц и падающей на них волной используют модели, работающие в некоторых частных случаях. Одной из таких моделей является теория Ми. Она была разработана Густавом Ми (Gustav Mie) в 1908 году и позволяет вычислить рассеяние плоской электромагнитной волны на однородном шаре произвольного размера. Теория Ми является точной, то есть в ее основе лежит формальное решение уравнений Максвелла. Подробное описание теории Ми можно найти в книге Bohren & Huffman и (S. Wolf & N.V. Voshchinnikov 2003).

В случае сферически-симметричных частиц матрица рассеяния упрощается и принимает вид:

$$\hat{F}(m, x, \Theta) = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & 0 & 0 \\ F_{12} & F_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33} & F_{34} \\ 0 & 0 & -F_{34} & F_{33} \end{bmatrix}, \quad (3.6)$$

где m - коэффициент преломления а x - параметр размера вычисляемый по формуле (3.1), Θ - угол рассеяния.

Таким образом, для неполяризованного падающего излучения, описанного вектором Стокса S_{in} вектор рассеянного излучения S_{sca} будет иметь вид:

$$S_{sca} = \begin{bmatrix} F_{11} \\ F_{12} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} S_{in}. \quad (3.7)$$

3.2.2 Бесконечные цилиндры

Еще задолго до решения Ми, в 1881 году, лорд Релей (lord Rayleigh) решил задачу рассеяния света при перпендикулярном падении на бесконечный цилиндр. Позднее это решение было обобщено на случай произвольного угла падения и до сих пор является одним из основных инструментов для изучения рассеяния света несферическими частицами.

Индикатриса рассеяния и поляризация в случае несферических частиц зависят от углов, образованных осью цилиндра с волновым и электрическим векторами. Первый угол обозначим α , при этом имея в виду, что $\alpha = 0^\circ$ описывает случай, когда свет падает на цилиндр перпендикулярно к его оси. Второй угол обозначим ψ , при этом имея в виду, что $\psi = 0^\circ$ описывает случай, когда электрический вектор параллелен оси цилиндра (TE-mode) а при $\psi = 90^\circ$ - перпендикулярен ей (TM-mode). См. рисунок (??):

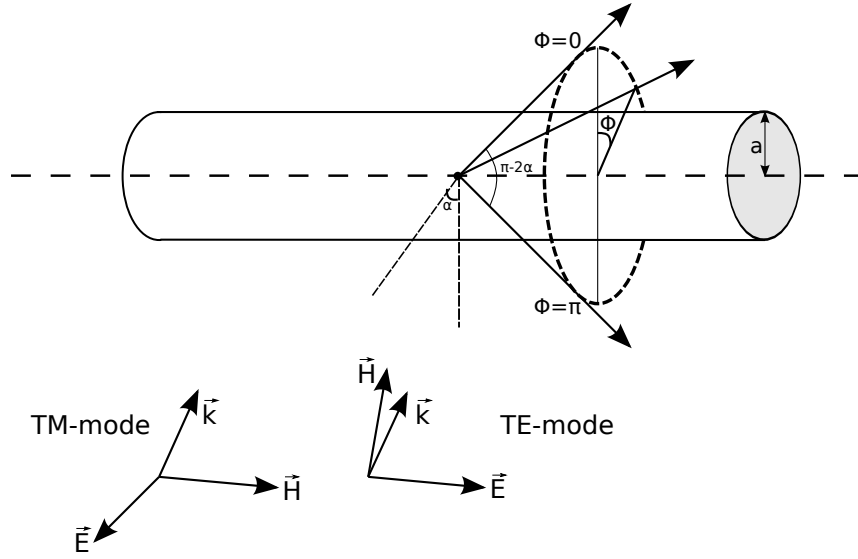


Рис. 3.2: Свет падающий на цилиндр рассеивается образуя конус с раствором $\pi - 2\alpha$.

При падении света на цилиндр рассеянное им излучение образует коническую поверхность с раствором конуса $\pi - 2\alpha$, интенсивность рассеянного излучения зависит от угла наблюдения Φ , который отсчитывается в плоскости перпендикулярной оси цилиндра. Угол между падающим и рассеянным излучением описывается по следующей формуле:

$$\cos \Theta = \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \cdot \cos \Phi.$$

Для перпендикулярно падающего излучения (случай $\alpha = 0^\circ$) матрица рассеяния выглядит следующим образом:

$$\hat{F}(m, x, 0) = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & 0 & 0 \\ F_{12} & F_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33} & F_{34} \\ 0 & 0 & -F_{34} & F_{33} \end{bmatrix}, \quad (3.8)$$

однако в общем случае она принимает вид (3.5). Параметр размера частицы выражается аналогично (3.1), где за a принимается радиус цилиндра.

3.3 Гало

3.3.1 Усреднение по размерам

Для расчета гало необходимо учесть распределение частиц по размерам. Распределение задается выражением:

$$n(a) = a^{-q}, \quad (3.9)$$

где a_{\min} - минимальный радиус частицы, a_{\max} - максимальный радиус частицы, q - параметр распределения.

Усреднение матрицы рассеяния по размерам частиц производится следующим образом:

$$\hat{F}_x(\Theta) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n(a) \hat{F}(x, \Theta) da. \quad (3.10)$$

3.3.2 Интегрирование по лучу зрения

На рисунке (??) приведена схема рассеяния света рентгеновского источника пылевым облаком:

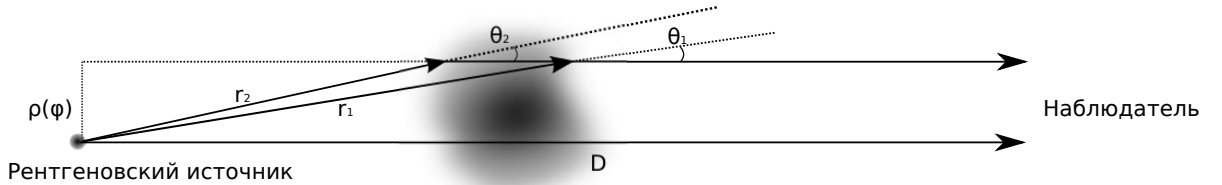


Рис. 3.3: Образование рентгеновского пылевого гало.

На этой схеме D - расстояние от наблюдателя до источника рентгеновского излучения, r_1 и r_2 - расстояние до ближней и дальней (к наблюдателю) границы пылевого облака, $\rho(\varphi) = D \cdot \varphi$ где φ - угловое расстояние от источника излучения до исследуемой области гало, Θ_1 и Θ_2 - минимальный и максимальный углы рассеяния на заданном угловом расстоянии φ .

Углы рассеяния выражаются следующим образом:

$$\Theta_{1,2} = \arcsin \frac{\rho}{r_{1,2}} \approx \frac{D\varphi}{r_{1,2}}. \quad (3.11)$$

Рентгеновские гало, по наблюдениям обсерваторий Chandra и др., прослеживаются до менее чем одного градуса дуги, что задает ограничение: $\varphi < 1^\circ$. Значения $\frac{D}{r_{1,2}}$ являются параметрами модели.

Интеграл по лучу зрения задается следующим выражением:

$$\hat{F}_{\text{los}}(\varphi) = \int_{\Theta_1(\varphi)}^{\Theta_2(\varphi)} \hat{F}_x(\Theta) d\Theta. \quad (3.12)$$

После усреднения по размерам и по углу Θ была найдена степень поляризации рассеянного излучения:

$$p(\varphi) = -\frac{F_{\text{los}}^{12}}{F_{\text{los}}^{11}} \cdot 100\%. \quad (3.13)$$

3.3.3 Поляризованное падающее излучение

механизмы

Глава 4

Результаты и обсуждение

Используя теорию Ми построены модели, описывающие профили яркости и поляризации гало в зависимости от параметров распределения частиц по размерам, их состава и положения облака на луче зрения и энергии падающего излучения. Начальные параметры модели представлены в следующей таблице:

Таблица 4.1: Параметры модели

a_{\min}	0.005мкм
a_{\max}	0.25мкм
q_0	3.5
$\frac{D}{r}$	2
E	1.7кэВ
Материал	Силикатные частицы (ASD03)

4.0.4 Материал частиц

Ниже представлены результаты сравнения оптических свойств частиц состоящих из разных материалов:

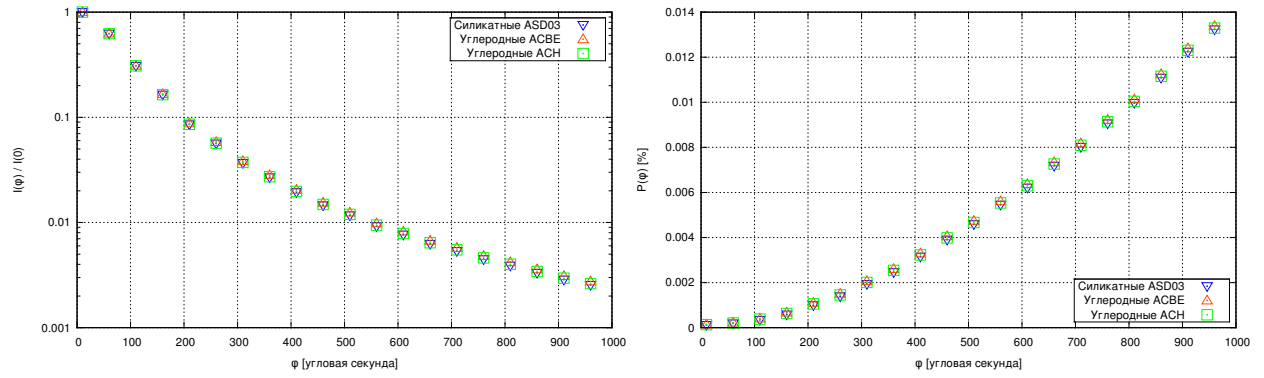


Рис. 4.1: Сравнение силикатных и углеродных частиц. Оптические константы получены (дрейн) для силикатных и (зубко) для углеродных частиц.

В следствие близости коэффициентов дифракции в рентгеновской области спектра результаты моделирования оказались неразличимы для различных материалов частиц.

4.1 Шары

4.1.1 Распределение по размерам

На следующих графиках представлены результаты моделирования профилей яркости и поляризации в зависимости от параметров распределения частиц по размерам.

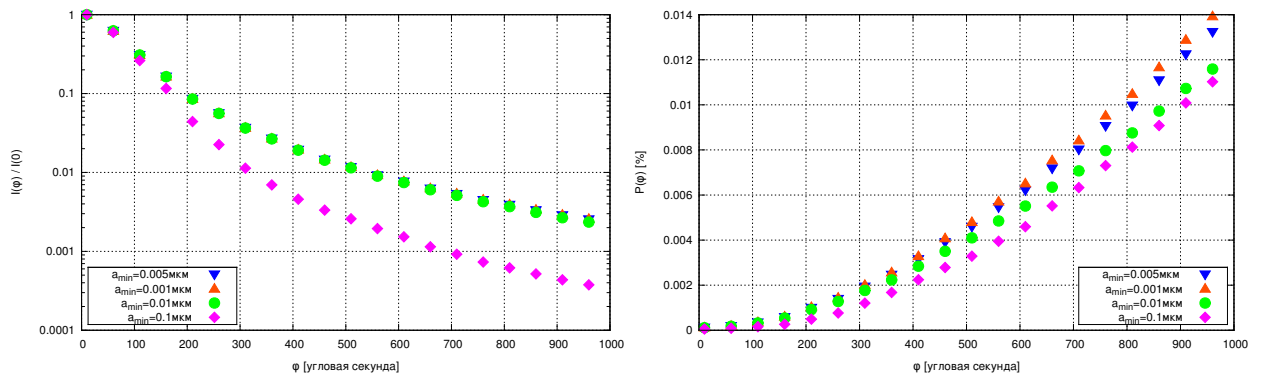


Рис. 4.2: Зависимость профилей яркости и поляризации от нижней границы распределения a_{\min} .

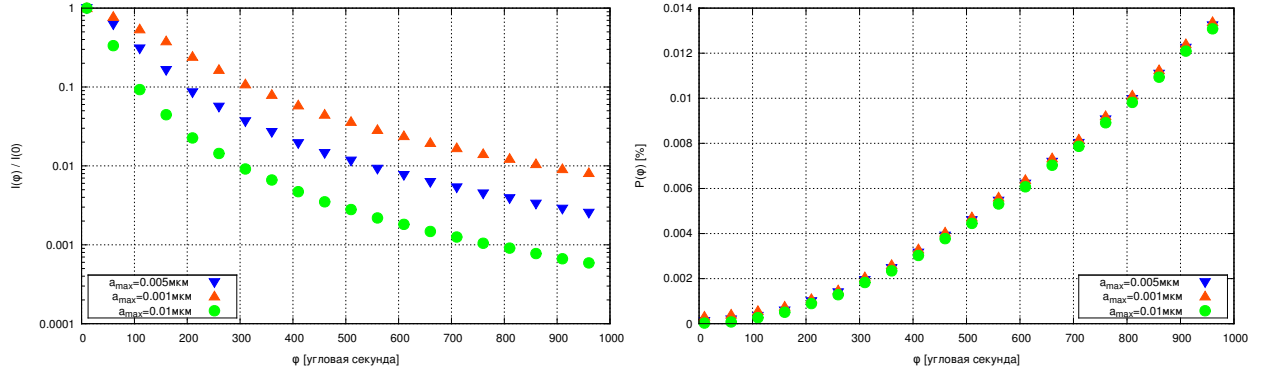


Рис. 4.3: Зависимость профилей яркости и поляризации от верхней границы распределения a_{\max} .

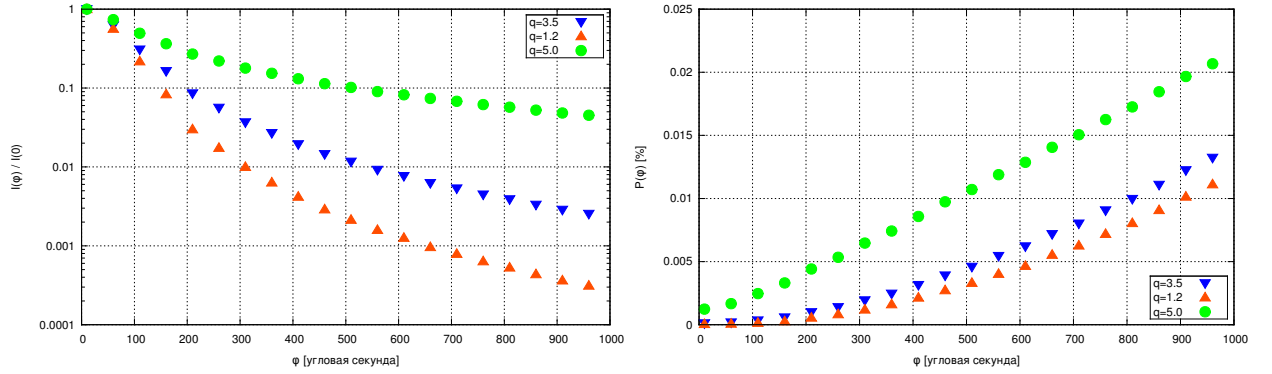


Рис. 4.4: Зависимость профилей яркости и поляризации от коэффициента распределения q .

4.1.2 Положение облака

Профили яркости и поляризации в зависимости от расстояния до облака по лучу зрения:

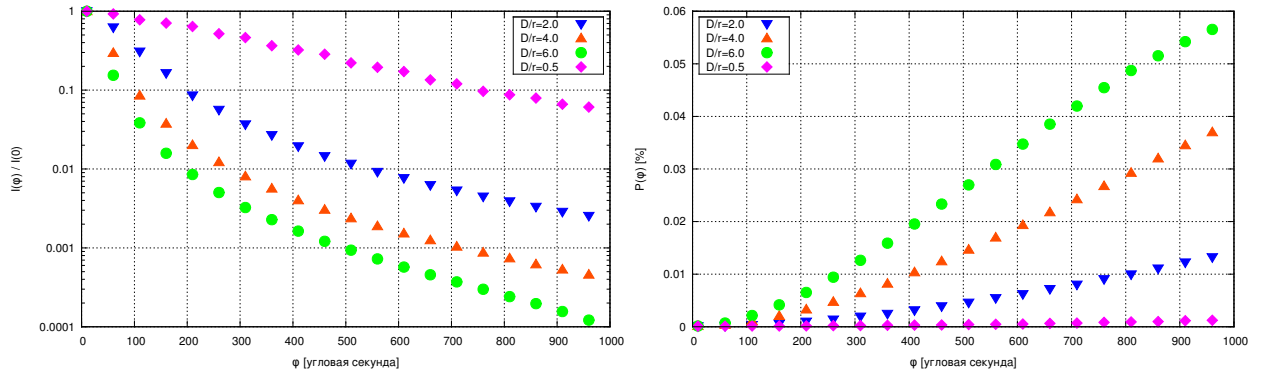


Рис. 4.5: Зависимость профилей яркости и поляризации расстояния до облака по лучу зрения.

4.1.3 Зависимость от энергии

Профили яркости и поляризации в зависимости энергии:

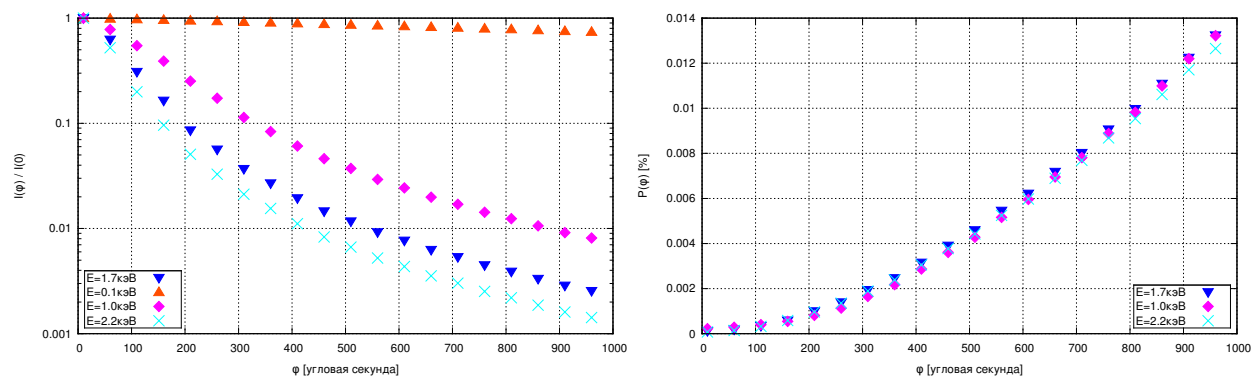


Рис. 4.6: Зависимость профилей яркости и поляризации от энергии излучения.

4.2 Цилиндры

Глава 5

Перспективы рентгеновской поляриметрии

Развитие рентгеновской поляриметрии по сравнению с другими направлениями рентгеновской астрономии сильно затруднено несовершенством инструментов и методов с помощью которых осуществлялись наблюдения. Несмотря на это астрономы считают что развитие этой области может дать ценную информацию о многих физических процессах происходящих у пульсаров, черных дыр и других объектов вселенной. На сегодняшний день одной из наиболее перспективных разработок является фотоэлектрический поляриметр с использованием специальных детекторов (Gas Pixel Detectors или GPD). Новый поляриметр очень чувствителен к степени поляризации падающего излучения при этом имея очень большое сечение взаимодействия на энергиях от 2 до 10кэВ. Поляриметр с использованием GPD способен производить измерения величины линейной поляризации с точностью порядка 1% для потока 100милиКраб при времени выдержки около суток (F Muleria, R Bellazzini 2009).

На сегодняшний день уже существуют проекты использующие новые поляриметры. Обсерватория ATHENA (Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics) разрабатываемая европейским (ESA) американским (NASA) и японским (JAXA) космическими агентствами будет иметь инструмент X-POL основанный на новом поляриметре. В Италии существует проект POLARIX (Enrico Costa, Ronaldo Bellazzini 2009) ранее разрабатываемый для прокета обсерватории Спектр-РГ. Наработки в рамках этого проекта будут использованы Итальянским Космическим Агенством (ASI) в будущем.