

ДЗЯРЖАЎНАЯ НАВУКОВАЯ ЎСТАНОВА
«ІНСТЫТУТ ФІЗІКІ імя Б.І. СЦЯПАНОВА
НАЦЫЯНАЛЬнай АКАДЭМІі НАВУК БЕЛАРУСІ»

На правах рукапісу
УДК 53.01; 52-64

КУРГУЗАВА
АКСАНА ЭДУАРДАЎНА

**ФАРМАННЕ І РАСПАЎСЮДЖАННЕ
ВЫПРАМЕНЬВАННЯ Ў РЭЛЯТЫВІСЦКІХ АБАЛОНКАХ У
ДАЧЫНЕННІ ДА ГАМА-ЎСПЛЁСКАЎ**

АЎТАРЭФЕРАТ
дысертацыі на суісканне вучонай ступені
кандыдата фізіка-матэматычных навук
па спецыяльнасці 01.04.02 – тэарэтычная фізіка

Мінск 2025

Навуковая праца выканана ў Дзяржаўнай навуковай ўстанове «ІНСТЫТУТ ФІЗІКІ імя Б.І. СЦЯПАНАВА НАЦЫЯНАЛЬнай АКАДЭМІ НАВУК БЕЛАРУСІ».

Навуковы кіраўнік:

Выблы Юрый Пятровіч,
кандыдат фізіка-матэматычных навук,
вядучы навуковы супрацоўнік цэнтра
«Фундаментальныя ўзаемадзеянні і
астрафізіка» ІНСТЫТУТА ФІЗІКІ НАН
Беларусі

Афіцыйныя апаненты:

Ціхаміраў Віктар Васільевіч,
доктар фізіка-матэматычных навук, прафесар,
галоўны навуковы супрацоўнік галіновай
лабараторыі радыяцыйнай бяспекі навукова-
даследчай установы «Інстытут ядзерных
праблем» Беларускага дзяржаўнага ўніверсітэта
Пракапеня Мікалай Алегавіч,
кандыдат фізіка-матэматычных навук,
старэйшы навуковы супрацоўнік цэнтра
«Квантавая оптыка і квантавая інфарматыка»
ІНСТЫТУТА ФІЗІКІ НАН Беларусі

Апаніруючая арганізацыя: Беларускі дзяржаўны ўніверсітэт

Абарона адбудзецца « 27 » 02 2026 г. у 16:30 гадзін на
пасяджэнні савета па абароне дысертацый 01.05.02 пры ДНУ
«ІНСТЫТУТ ФІЗІКІ імя Б.І. СЦЯПАНАВА НАЦЫЯНАЛЬнай АКАДЭМІ
НАВУК БЕЛАРУСІ» па адрасе: 220072, г. Мінск, пр. Незалежнасці, 68-2, тэл.
вучонага сакратара савета 270-80-59, e-mail: nadyas2009@mail.ru.

З дысертацыяй можна азнаёміцца ў Цэнтральнай навуковай бібліятэцы
імя Я. Коласа Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі.

Аўтарэферат разасланы « 20 » 01 2026 г.

Вучоны сакратар савета
па абароне дысертацый, кандыдат
фізіка-матэматычных навук



Шайкоўская Н.Д.

УВОДЗІНЫ

Гама-ўсплёскамі называюць маштабныя касмічныя выкіды энергіі выбуховага характару, якія назіраюцца ў самай жорсткай частцы электрамагнітнага спектра і маюць касмалагічную прыроду. За першапачатковым усплёскам звычайна мае месца значна перавышаючае яго па працягласці паслясвятчэнне, якое выпраменьваецца на больш доўгіх хвалях; для некаторых ўсплёскаў атрымліваецца зафіксаваць спектр да радыёвыпраменьвання.

У залежнасці ад працягласці гама-ўсплёскі ўмоўна падзяляюцца на доўгія (падзеі, працягласць якіх больш за 2 с) і кароткія (падзеі, працягласць якіх менш за 2 с). Першыя звязваюць з калапсам масіўных зорак, прычым толькі некаторых звышновых тыпу Ic (такія зоркі ўжо страцілі знешнія вадародныя абалонкі і большую частку гелія), а другія, верагодна, узнікаюць падчас зліцця кампактных аб'ектаў (падвойных нейтронных зорак, нейтроннай зоркі і чорнай дзіры, дзвюх чорных дзір). Аднак працягласць не дазваляе адназначна вызначыць касмічны аб'ект, які з'яўляўся папярэднікам гама-ўсплёску. Некаторыя гама-ўсплёскі праяўляюць гібрыдныя ўласцівасці, з-за чаго складана з упэўненасцю сказаць, да якога класу іх можна аднесці.

З мэтай тлумачэння працэсаў, якія могуць прыводзіць да гама-ўсплёскаў, было пабудавана мноства тэарэтычных мадэляў (напрыклад, агністы шар, агністая абалонка, гарматнае ядро, інш.), праца ў гэтай галіне працягваецца. Пры стварэнні тэарэтычных мадэляў важна ўлічваць, што любая крыніца энергіі гама-ўсплёску павінна быць здольнай генерыраваць падзеі з высокай энергіяй (10^{49} – 10^{55} эрг) і яркасцю (10^{46} – 10^{54} эрг·с⁻¹), забяспечваць лорэнцаў множнік $\Gamma > 100$ і выпраменьванне з рознымі параметрамі, якія моцна змяняюцца.

У мадэлі агністай абалонкі у гама-ўсплёску вылучаюцца два кампаненты, якія моцна адрозніваюцца: пачатковае выпраменьванне, якое тлумачыцца тым, што непразрыстая (аптычна тоўстая) агністая абалонка электрон-пазітроннай плазмы дасягае празрыстасці (становіцца аптычна тонкай), і паслясвятчэнне, якое выпраменьваецца з-за сутыкнення паміж аптычна тонкай агністай абалонкай і яе асяроддзем. Электронная плазма, якая ўтвараецца ў працэсе фармавання чорнай дзіры, пашыраецца ў выглядзе аптычна тоўстай і сферычна сіметрычнай агністай абалонкі, якая мае пастаянную шырыню ў лабараторнай сістэме адліку, у якой чорная дзіра знаходзіцца ў спакоі.

Нягледзячы на тое, што гама-ўсплёскі былі адчыненыя яшчэ ў 1970-х гадах, да цяперашняга часу няма пэўнасці ў пытаннях, звязаных з імі: працэсы,

якія адбываюцца ўнутры рэлятывісцкай плазмы і пры яе ўзаемадзеянні з асяроддзем, разнастайныя і да гэтага часу не зразумелыя канчаткова; універсальная мадэль, якая магла б апісаць фармаванне спектра гама-ўсплёску, адсутнічае. Таму даследванне пачатковага этапу распаўсюджвання выпраменьвання ў ультрарэлятывісцкай абалонцы, у тым ліку дыфузіі выпраменьвання, з'яўляецца актуальнай задачай, якая разглядаецца ў дадзенай рабоце.

АГУЛЬНАЯ ХАРАКТАРЫСТЫКА РАБОТЫ

Сувязь работы з крупнымі навуковымі праграмамі (праектамі) і тэмамі. Работа выконвалася ў межах Задання 2.1.01 «Фізіка часціц і ядзерная спектраскапія ў шырокім дыяпазоне энергій. Апрацоўка новых даных, атрыманых на сучасных паскаральных устаноўках, тэлескопах і ў касмічных промнях, выпрацоўка прапаноў для новых эксперыментальных праектаў. Матэматычныя метады для мадэлявання праблем сучаснай фізікі і астрафізікі» ДПНД «Канвергенцыя-2025» (шыфр «Канвергенцыя 2.1.01», 2021-2025 гг., № дзяржрэгістрацыі 20210850).

Тэма дысертацыі адпавядае прыярыцетным накірункам навуковых даследванняў Рэспублікі Беларусь, а менавіта пункту 1 «Фізіка фундаментальных узаемадзеянняў мікра- і макрасвету, тэхналогіі, якія зараджаюцца (квантавыя, кагнітыўныя, нейрацыфравыя, антрапаморфныя)».

Дысертацыя адпавядае пунктам «Развіццё і прымяненне фундаментальных фізічных тэорый і феноменалагічных мадэляў для апісання розных станаў рэчыва і фізічных з'яў у іх» і «Агульная тэорыя адноснасці (АТА). Рэлятывісцкая астрафізіка. Касмалогія. Класічныя і квантавыя мадэлі гравітацыі па-за межамі АТА» пашпарта спецыяльнасці «01.04.02 – Тэарэтычная фізіка».

Аб'ект даследвання. Аб'ектам даследвання з'яўляецца выпраменьванне абалонкі, якая ультрарэлятывісцкі пашыраецца.

Прадмет даследвання. Прадметам даследвання з'яўляецца дыфузія выпраменьвання абалонкі, якая ультрарэлятывісцкі пашыраецца, у дачыненні да выпраменьвання гама-ўсплёскаў, якое назіраецца.

Мэта і задачы даследвання.

Мэтай дысертацыі з'яўляецца даследванне пачатковага этапу выпраменьвання гама-ўсплёску на аснове дыфузійнага прыбліжэння ўраўнення пераносу выпраменьвання для рэлятывісцкай абалонкі. Для дасягнення гэтай мэты вырашаюцца наступныя канкрэтныя задачы:

1. Даследванне межаў прымянімасці дыфузійнага прыбліжэння ўраўнення пераносу выпраменьвання ў абалонцы, якая ультрарэлятывісцкі пашыраецца.

2. Даследванне залежнасці дыфузійных спектраў выпраменьвання рэлятывісцкай абалонкі ад пачатковага размеркавання энергіі ўнутры абалонкі, параўнанне атрыманых характарыстык спектраў з назіральнымі тыповымі значэннямі для гама-ўсплёскаў.

3. Даследванне залежнасці дыфузійных спектраў выпраменьвання рэлятывісцкай абалонкі, якая нераўнамерна пашыраецца, ад характару яе руху, працягласці і перыяду дзеяння крыніцы гама-ўсплёску, параўнанне атрыманых характарыстык спектраў з назіральнымі тыповымі значэннямі для гама-ўсплёскаў.

Палажэнні, якія выносяцца на абарону:

1. Прамежак часу, пры якім магчыма выкарыстанне дыфузійнага прыбліжэння, павялічваецца з глыбінёй ўнутры абалонкі, якая залежыць ад часу па законе, бліжэй да квадратычнага.

2. Мадэль дыфузіі дазваляе з дапамогай задання пачатковага размеркавання энергіі ўнутры рэлятывісцкай абалонкі мадэляваць інтэграваныя па часе спектры гама-ўсплёскаў з тыповым спектрам Банда і рознымі значэннямі высокаэнергетычнага спектральнага індэкса.

3. Заданне велічыні і знаку паскарэння рэлятывісцкай абалонкі, а таксама працягласці дзеяння крыніцы гама-ўсплёску і перыяду яе дзеяння, дазваляе атрымаць дыфузійныя спектры з рознымі значэннямі спектральных індэксаў на нізкіх і высокіх частотах, а таксама спектры з двума максімумамі.

Навуковая навізна і значнасць атрыманых вынікаў:

1. Паказана, што прамежак часу, пры якім магчыма выкарыстанне дыфузійнага прыбліжэння, павялічваецца з глыбінёй ўнутры абалонкі.

2. Прадэманстравана, што ў выпадку, калі пачатковае размеркаванне энергіі лінейна залежыць ад глыбіні ўнутры абалонкі, эфектыўная тэмпература і імгненны спектр гама-ўсплёску ў пачатковы момант часу, а таксама інтэграваныя па часе спектры на высокіх частотах вызначаюцца пачатковым размеркаваннем энергіі ўнутры абалонкі.

3. Устаноўлена, што ў выпадку, калі пачатковае размеркаванне энергіі залежыць ад глыбіні ўнутры абалонкі па квадратычным законе, інтэграваныя па часе спектры адрозніваюцца толькі ў вобласці частот каля піку патоку выпраменьвання, а велічыня высокаэнергетычнага спектральнага індэкса вар'іруецца ў залежнасці ад колькасці членаў сумы ў формуле для эфектыўнай тэмпературы, што пашырае прадказальныя магчымасці мадэлі, якая выкарыстоўваецца.

4. Прадэманстравана, што пры паскарэнні абалонкі на пачатковым этапе паверхня, якая выпраменьвае фатоны з аднолькавым часам прыбыцця, павялічваецца, а пры запавольванні абалонкі ў выніку ўзаемадзеяння з

навакольным асяроддзем яна памяншаецца, у выніку чаго выпраменьванне памяншаецца; гэтыя эфекты апісаны аналітычна і даследаваны лікава.

5. Устаноўлена, што значэнні высокаэнергетычнага спектральнага індэкса, атрыманыя для абалонкі, якая запавольваецца, знаходзяцца ў дыяпазоне тыповых значэнняў. У рамках мадэлі дыфузіі былі атрыманы інтэграваныя па часе спектры з двума максімумамі, якія таксама назіраюцца; гэта дасягаецца больш рэдкай выбаркай момантаў вымярэння сумарнага выпраменьвання, што адпавядае перыядычнаму дзеянню крыніцы выпраменьвання.

Атрыманыя вынікі спрыяюць разуменню працэсаў, якія прыводзяць да фармавання спектраў гама-ўсплёскаў.

Асабісты ўнёсак суіскальніка. Работы [1, 2] выконваліся ў суаўтарстве, унёсак суіскальніка заключаўся ў абмеркаванні пастаноўкі задачы, правядзенні вылічэнняў, абмеркаванні вынікаў. Работы [3–5] выкананы самастойна аўтарам дысертацыі.

Апрабацыя вынікаў дысертацыі. Вынікі, атрыманыя ў ходзе даследаванняў па тэме дысертацыі, дакладваліся на міжнародных навуковых канферэнцыях: «Современные проблемы физики» (Мінск, 2020), «Twenty-eight Anniversary Seminar NPCPS'2021 in memory of Prof. V.I. Kuvshinov» (Мінск, 2021), «Моладзь у навуцы – 2021» (Мінск, 2021), «Современные проблемы физики» (Мінск, 2022), «Моладзь у навуцы – 2023» (Мінск, 2023), «Современные проблемы физики» (Мінск, 2024), «Seventeenth Marcel Grossmann meeting» (Пескара, Італія, 2024).

Апублікаванасць вынікаў дысертацыі. Вынікі даследаванняў па тэме дысертацыі апублікаваны ў 12 работах, у тым ліку 5 артыкулаў [1–5] у навуковых часопісах, якія рэцэнзуюцца і ўключаны ў спіс ВАК РБ, і 7 матэрыялаў і тэзісаў канферэнцый [6–12].

Структура і аб'ём дысертацыі. Дысертацыя ўключае ў сябе змест, уводзіны, агульную характарыстыку работы, чатыры главы, заключэнне і спіс выкарыстаных крыніц. Поўны аб'ём дысертацыі складае 117 старонак. Дысертацыя змяшчае 50 малюнкаў. Бібліяграфічны спіс уключае 222 найменні.

АСНОЎНАЯ ЧАСТКА

Глава 1 носіць аглядавы характар. У ёй разглядаюцца крыніцы энергіі гама-ўсплёскаў, некаторыя мадэлі гама-ўсплёскаў і патрабаванні да іх, доказы рэлятывісцкага руху крыніц гама-ўсплёскаў, а таксама мажлівыя механізмы фарміравання выпраменьвання гама-ўсплёску. Важна адзначыць, што тэарэтычны прагрэс ў фізіцы гама-ўсплёскаў моцна звязаны з дадзенымі

назіранняў, якія застаюцца на пэўным узроўні да таго часу, пакуль новае пакаленне дэтэктараў і тэлескопаў не будзе ўведзена ў эксплуатацыю. Таму этапы гісторыі даследаванняў гама-ўсплёскаў вызначаюцца гэтымі інструментамі, сярод іх вылучаюцца наступныя: эпоха *Vela* (1967–1991), эпоха *BATSE* (1991–1997), эпоха *BeppoSAX / HETE* (1997–2004), эпоха *Swift* (з 2004), эпоха *Fermi* (з 2008).

Найбольш верагоднымі крыніцамі энергіі гама-ўсплёскаў на дадзены момант лічацца гіперакрэцуючая чорная дзіра і мілісекундны магнетар, у гэтай якасці разглядаюцца таксама кваркавыя зоркі. Да доказаў рэлятывісцкага руху крыніц гама-ўсплёскаў можна аднесці праблему кампактнасці. У главе 1 былі разгледжаны такія тэарэтычныя метады вызначэння гама-фактара, як метады непразрыстаці, метады пачатку паслясвятчэння, метады фотасферы.

Да мажлівых механізмаў фармавання выпраменьвання гама-ўсплёскаў можна аднесці лептонныя (сінхратроннае выпраменьванне, інверснае камптонаўскае рассеяванне, тармазнае выпраменьванне, анігіляцыю пазітронаў і электронаў, рэкамбінацыйнае і характарыстычнае рэнтгенаўскае выпраменьванне) і адронныя ($p\gamma$, pp / pn) працэсы, а таксама ўнутраныя ўдары, магнітныя перападключэнні, электрамагнітныя каскады. Найбольш значнымі з'яўляюцца сінхратроннае выпраменьванне і інверснае камптонаўскае рассеяванне; паслясвятчэнне большасці гама-ўсплёскаў узнікае за кошт сінхратроннага выпраменьвання электронаў у знешніх ударах пры замядленні выкіда навакольным асяроддзем. Якое б ні было паходжанне энергіі гама-ўсплёскаў, іх выпраменьванне зыходзіць ад плазмы, якая ультрарэлятывісцкі рухаецца, што даказваецца спектральным складам і непасрэднымі радыёінтэрфераметрычнымі вымярэннямі памераў паслясвятчэння.

У **главе 2** прадстаўлен вывад дыфузійнага прыбліжэння ўраўнення пераносу выпраменьвання для абалонкі, якая ультрарэлятывісцкі пашыраецца, даследуюцца межы яго прымянімасці, разглядаюцца спектры гама-ўсплёскаў.

Падчас гама-ўсплёску адбываецца распаўсюджванне выпраменьвання, якое вызначаецца рассеяннем яго на электронах і пазітронах ўнутры ультрарэлятывісцкай абалонкі. У пачатку гама-ўсплёску, калі тэмпература вялікая і вялікая колькасць пазітронаў, рассеянне адбываецца згодна з формулай Клейна-Нісіны. Па меры пашырэння абалонкі тэмпература памяншаецца, пазітроны знікаюць, непразрыстасць абалонкі пачынае вызначацца электронамі, а сячэнне пераходзіць у томсанаўскае, досыць блізкае да сферычна-сіметрычнага. Абалонкі, якія атрымваюцца ў выніку гама-ўсплёскаў, на вялікіх адлегласцях ад крыніцы выбуху маюць практычна пастаянную ультрарэлятывісцкую хуткасць v і доўгі час захоўваюць сваю таўшчыню, значна меншую за іх радыус. Канцэнтрацыя электронаў у

лабараторнай сістэме адліку для такой абалонкі вызначаецца формулай [1, с. 86]:

$$n = n_c \Gamma \cong n_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-2}, \quad (1)$$

дзе n_c – канцэнтрацыя электронаў у спадарожнай сістэме адліку, n_0 – канцэнтрацыя электронаў пры $r = R_0$, $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – лорэнцаў множнік (гама-фактар), $\beta = v/c$, c – хуткасць святла ў вакууме, r – радыус абалонкі, R_0 – яго пачатковае значэнне. Значэнне канцэнтрацыі электронаў пры $r = R_0$ роўнае $n_0 = \tau_0/\sigma R_0$, дзе τ_0 – базавая аптычная таўшчыня, σ – сячэнне рассеяння Томсана.

Ураўненне пераносу выпраменьвання ў лабараторнай сістэме адліку мае выгляд:

$$\frac{dJ_\nu}{ds} = k_\nu (S_\nu - J_\nu), \quad (2)$$

дзе J_ν – інтэнсіўнасць выпраменьвання, k_ν – каэфіцыент паглынання, S_ν – функцыя крыніцы, ds – малая адлегласць уздоўж прамяня гледжання, ν – частата выпраменьвання.

Пакуль абалонка аптычна тоўстая, адхіленні ад ізатропнасці выпраменьвання будуць малыя паўсюль, за выключэннем тонкага слою на паверхні абалонкі. Гэта складае выпадак дыфузіі выпраменьвання, тады інтэнсіўнасць можа быць прадстаўлена ў выглядзе $J = J_0(t, \xi) + \mu J_1(t, \xi)$, дзе J – інтэграваная па частаце інтэнсіўнасць выпраменьвання, $\mu = \cos \theta$, ξ – глыбіня ўнутры абалонкі, θ – азімутальны вугал элемента абалонкі. У выпадку ізатропнага рассеяння $S = S_0 = J_0$ з ураўнення (2) атрымаем ураўненне дыфузіі выпраменьвання [1, с. 89–91; 6]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial L}{\partial t} - \frac{c^2 t^2}{3\Gamma^2 R_0 \tau_0} \frac{\partial^2 L}{\partial \xi^2} = 0, \quad (3)$$

дзе уведзена функцыя $L = J_0(t/t_0)^{8/3}$, а таксама ўлічвалася сувязь паміж складавымі інтэнсіўнасцямі $J_1 = 1/(k\Gamma) \partial J_0 / \partial \xi - \Gamma/(kc) \partial J_0 / \partial t$.

Прывядзем ураўненне (3) да выгляду, у якім яно залежыць толькі ад двух безразмерных параметраў $T = ct/l_D$ і $X = \xi/l$, дзе l_D/c – маштаб часу, $l_D = \sqrt[3]{\Gamma^2 L^2 R_0 \tau_0}$, l – таўшчыня абалонкі, тады [1, с. 91]:

$$\frac{\partial L}{\partial(T^3)} - \frac{1}{9} \frac{\partial^2 L}{\partial X^2} = 0. \quad (4)$$

Паток функцыі $L(\xi, t)$ характарызуецца пачатковым ўсплёскам, а затым імкнецца да асімптатычнага рашэння, якое адпавядае $t_0 = 0$. Пік патоку, без уліку пачатковага ўсплёску, знаходзіцца паблізу пункта, які адпавядае часу дыфузіі [1, с. 92]:

$$t_D = \frac{l}{c} \left(\frac{R_0}{l\Lambda} \right)^{1/3}. \quad (5)$$

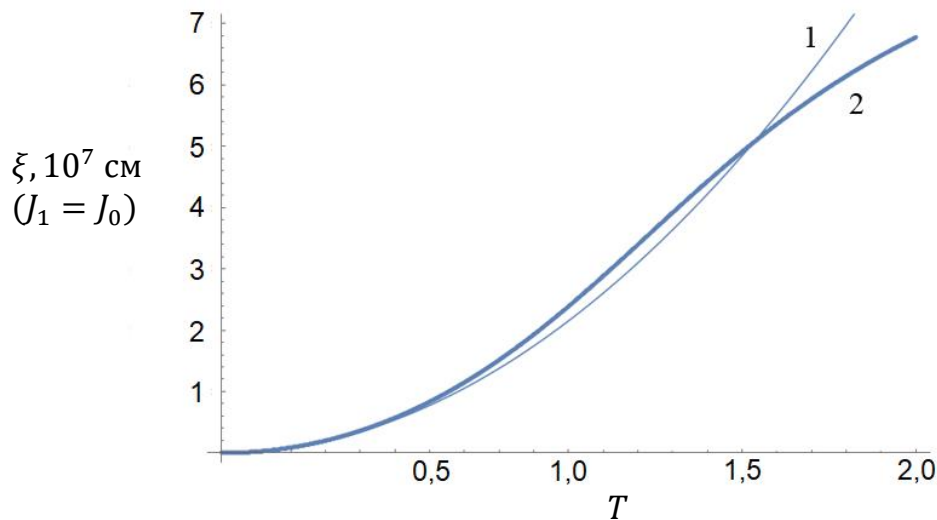
Умовай прымянімасці ўраўнення дыфузіі з'яўляецца $J_1 \ll J_0$. Прыраўніваючы $J_1 = J_0$, што дае мяжу выкарыстання дыфузійнага прыбліжэння, маем [1, с. 94]:

$$\xi(J_0 = J_1) \approx \frac{c^2 t^2}{R_0 \tau_0}. \quad (6)$$

Гэта прыбліжэнне дастаткова добрае нават пры $t \approx t_D$ на межы прыдатнасці фатонна-тонкай асімптотыкі, што адлюстроўвае малюнак 1. Прамежак часу, пры якім яшчэ магчыма выкарыстанне дыфузійнага прыбліжэння, павялічваецца з глыбінёй ўнутры абалонкі. Для асноўнай масы ўсплёску ў фатонна-тонкім выпадку дыфузійнае прыбліжэнне застаецца прыдатным нават пад час у некалькі часоў дыфузіі, калі колькасць выпраменьвання ў абалонцы ўжо можна не ўлічваць. Пры прыбліжэнні да часу дыфузіі значэнне глыбіні ξ , пры якой функцыі J_1 і J_0 роўныя, павялічваецца [1, с. 95; 6].

Спектры пачатковага выпраменьвання гама-ўсплёскаў могуць ўключаць у сябе тры кампанента: кампанент Банда, цеплавы кампанент і нецеплавы кампанент, які распаўсюджваецца на вобласць высокіх энергій. Большасць спектраў гама-ўсплёскаў апісваюцца кампанентам Банда, прычым

нізкаэнергетычны спектральны індэкс α прымае значэнні з дыяпазону $-1 < \alpha < 1$ і мае тыповае значэнне 0 для спектра шчыльнасці патоку, а высокаэнергетычны спектральны індэкс β прымае значэнні з дыяпазону $-3 < \beta < 0$, але знойдзены цеплавы кампанент таксама уносіць свой уклад у назіральныя спектры значнай часткі гамма-ўсплёскаў.



Малюнак 1 – Залежнасць значэння глыбіні знаходжання фатона ξ , пры якой $J_1 = J_0$, ад $T = t/t_D$. Шырокая лінія 2 дае дакладнае лічбавае рашэнне, вузкая лінія 1 – значэнне, разлічанае па формуле (6) ($l = 10^8$ см, $R_0 = 10^8$ см, $\Delta = 10^{-14}$, $\Gamma = 100$, $E_0 = 2,84 \cdot 10^{50}$ эрг)

У главе 3 разглядалася выпраменьванне абалонкі, якая ўльтрарэлятывісцкі пашыраецца, з нетрывіяльным пачатковым размеркаваннем энергіі ўнутры абалонкі. Былі разгледжаны некалькі лінейных і парабалічных функцый пачатковага размеркавання энергіі ўнутры абалонкі. Для ўсіх выпадкаў былі атрыманыя інтэнсіўнасці выпраменьвання, эфектыўныя тэмпературы, імгненныя і інтэграваныя па часе спектры.

Рашэнне ўраўнення (3) у выпадку нулявых межавых умоў $L(t, \xi = 0) = L(t, \xi = l) = 0$ і пастаянных пачатковых умоў $L(t = 0, \xi) = L_0(\xi)$ мае выгляд [2, с. 139]:

$$L = \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\frac{\Delta c^3 \pi^2 n^2 t^3}{9 R_0 l^2} \right] \sin \left(\frac{n \pi \xi}{l} \right) \int_0^l \sin \left(\frac{n \pi \xi}{l} \right) L_0(\xi) d\xi. \quad (7)$$

Разгледзім выпадак, калі пачатковае значэнне функцыі L унутры абалонкі залежыць ад глыбіні ξ па лінейным законе $L_{01} = a\xi$ ($a = \text{const}$). У дадзеным выпадку выраз для інтэнсіўнасці выпраменьвання на мяжы $\xi \rightarrow 0$

(гэта мяжа з'яўляецца фатасферай) запісваецца як:

$$J_1 = \frac{2c^2 t^2 \beta^2}{n_0 R_0^2 \sigma} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{8/3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\frac{\Delta c^3 \pi^2 n^2 t^3}{9 R_0 l^2} \right] \frac{a l^2 (-n\pi(-1)^n)}{n^2 \pi^2}. \quad (8)$$

Таксама разгледзім выпадак, калі $L_{02} = a(\xi - l/2) + b$ ($a, b = \text{const}$), бо пры такім выглядзе функцыі пачатковае значэнне энергіі ў сярэдзіне абалонкі $L_{02}(\xi = l/2) = b$ з'яўляецца канстантай. У дадзеным выпадку мы маем [2, с. 139; 7; 8; 11, с. 265]:

$$J_1 = \frac{c^2 t t_0 \beta^2}{\ln_0 R_0^2 \sigma} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{5/3} \left(\left(a l + \left(b - \frac{a l}{2} \right) \mathfrak{I}_3 \left(0, \exp \left[-\frac{c^3 \pi^2 t^3 \Delta}{9 l^2 R_0} \right] \right) \right) - \right. \\ \left. - \frac{c^2 t t_0 \beta^2}{\ln_0 R_0^2 \sigma} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{5/3} \left(b + \frac{a l}{2} \right) \mathfrak{I}_4 \left(0, \exp \left[-\frac{c^3 \pi^2 t^3 \Delta}{9 l^2 R_0} \right] \right) \right), \quad (9)$$

дзе $\mathfrak{I}_a(u, q)$ – тэта-функцыя.

Эфектыўная тэмпература абалонкі вылічваецца з закона Стэфана-Больцмана наступным чынам [2, с. 140; 12]:

$$T = \left(\frac{4\pi}{3\sigma_{SB}} J_1 \right)^{1/4}, \quad (10)$$

дзе σ_{SB} – пастаянная Стэфана-Больцмана.

Для выпадку L_{01} пры павелічэнні значэння параметра a значэнне тэмпературы павялічваецца, але выгляд залежнасці яе ад часу не змяняецца [4, с. 327]. Для выпадку L_{02} пры значэннях $0 \leq a \leq 2T_0/l$ выгляд графіка залежнасці тэмпературы ад часу не змяняецца пры змяненні значэння параметра a , пры $-2T_0/l \leq a \leq 0$ тэмпература хутчэй падае з павелічэннем параметра a , але пасля часу дыфузіі графікі супадаюць. Пачатковае значэнне тэмпературы памяншаецца па меры павелічэння a [2, с. 141; 7; 8; 11, с. 267].

Па законе Планка мы маем выраз для інтэнсіўнасці выпраменьвання абсалютна чорнага цела як функцыі тэмпературы:

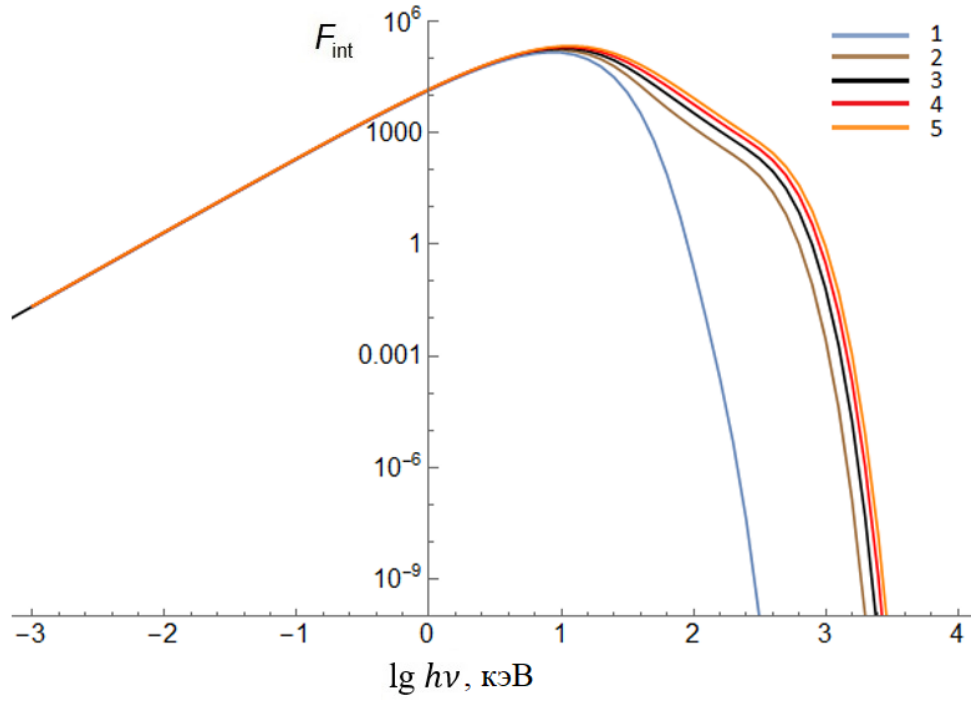
$$J_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp[h\nu/kT]-1}, \quad (11)$$

дзе h – пастаянная Планка, k – пастаянная Больцмана. Адсюль для імгненнага спектра, з улікам доплераўскага зруху частаты і апусціўшы пастаянныя, маем наступны выраз [2, с. 142; 11, с. 267; 12]:

$$F = \int_{\beta}^1 \frac{t_a^2 (\mu - \beta)}{(1 - \beta\mu)^3} \frac{\nu^3}{\exp\left[\frac{\nu\Gamma(1 - \beta\mu)}{T}\right] - 1} d\mu. \quad (12)$$

У імгненных спектрах пры павелічэнні часу прыбыцця t_a максімум патоку назіраецца на меншай частаце, значэнне патоку для розных частот памяншаецца з павелічэннем t_a пры $t_a \geq 1$ с і павялічваецца пры $t_a < 1$ с, што назіраецца для любога пачатковага размеркавання энергіі ўнутры абалонкі [4, с. 330]. У выпадку L_{02} адрозненні ў спектрах пры розных a ўзнікаюць толькі пры $t_a \rightarrow 0$. [2, с. 142; 7; 8; 11, с. 267]

Інтэграваныя па часе спектры атрымваюцца шляхам сумавання імгненых спектраў па часе $t = t_a / (1 - \sqrt{1 - \Gamma^{-2}\mu})$ пры змяненні часу прыбыцця t_a ад $t_{a \min}$ да $t_{a \max}$ з крокам Δt_a [4, с. 330–331; 10]. Інтэграваныя па часе спектры для выпадку L_{02} для розных значэнняў параметра a прадстаўлены на малюнку 2. Пры разліках час прыбыцця t_a змяняўся ад 0,005 да 10 с з крокам 0,01с. Нізкаэнергетычны спектральны індэкс аднолькавы для любога пачатковага размеркавання энергіі ў абалонцы і роўны прыкладна +2. Высокаэнергетычны спектральны індэкс прымае значэнні ад –2 да –14. Пры найбольшым дадатным значэнні параметра a , якое разглядалася, спектр на высокіх частотах імкнецца да цеплавога. Для выпадку L_{01} і нізкаэнергетычны, і высокаэнергетычны спектральныя індэксы аднолькавыя для любога пачатковага размеркавання энергіі ў абалонцы і роўныя прыкладна +2 і –15 адпаведна. Частата, на якой назіраецца максімум патоку, павялічваецца з павелічэннем параметра a [2, с. 144; 7; 8; 10; 11, с. 269].



Малюнак 2 – Інтэграваныя па часе спектры для L_{02} : 1 – $a = 2T_0/l$; 2 – $a = T_0/l$; 3 – $a = 0$; 4 – $a = -T_0/l$; 5 – $a = -2T_0/l$ ($l = 10^8$ см; $R_0 = 10^8$ см; $\Delta = 10^{-16}$; $\Gamma = 100$)

Разгледзім выпадак, калі пачатковае значэнне функцыі L унутры абалонкі залежыць ад глыбіні ξ па законе $L_{03} = a\xi^2 - 2al\xi + b$ ($a, b = \text{const}$). Пры такім выглядзе функцыі вяршыня парабалы знаходзіцца на ўнутранай мяжы абалонкі. Пры гэтым інтэнсіўнасць выпраменьвання J_1 мяжы $\xi \rightarrow 0$ роўная [3, с. 2; 9]:

$$J_1 = \frac{2c^2 t^2 \beta^2}{n_0 R_0^2 \sigma} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{8/3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\frac{\Delta c^3 \pi^2 n^2 t^3}{9 R_0 l^2} \right] \times \frac{(-2al^2 + bn^2\pi^2 + (-bn^2\pi^2 + al^2(2 + n^2\pi^2))(-1)^n)}{n^2\pi^2}. \quad (13)$$

Таксама разгледзім выпадак, калі пачатковая размеркаванне энергіі ўнутры абалонкі задаецца функцыяй $L_{04} = a\xi^2 - al\xi + b$ ($a, b = \text{const}$). Пры гэтым вяршыня парабалы знаходзіцца на глыбіні, роўнай сярэдзіне таўшчыні абалонкі. Тады выраз для інтэнсіўнасці выпраменьвання J_1 мяжы $\xi \rightarrow 0$ мае выгляд:

$$J_1 = \frac{2c^2 t^2 \beta^2}{n_0 R_0^2 \sigma} \left(\frac{t_0}{t} \right)^{8/3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\frac{\Delta c^3 \pi^2 n^2 t^3}{9 R_0 l^2} \right] \frac{(2al^2 - bn^2 \pi^2)(-1 + (-1)^n)}{n^2 \pi^2}. \quad (14)$$

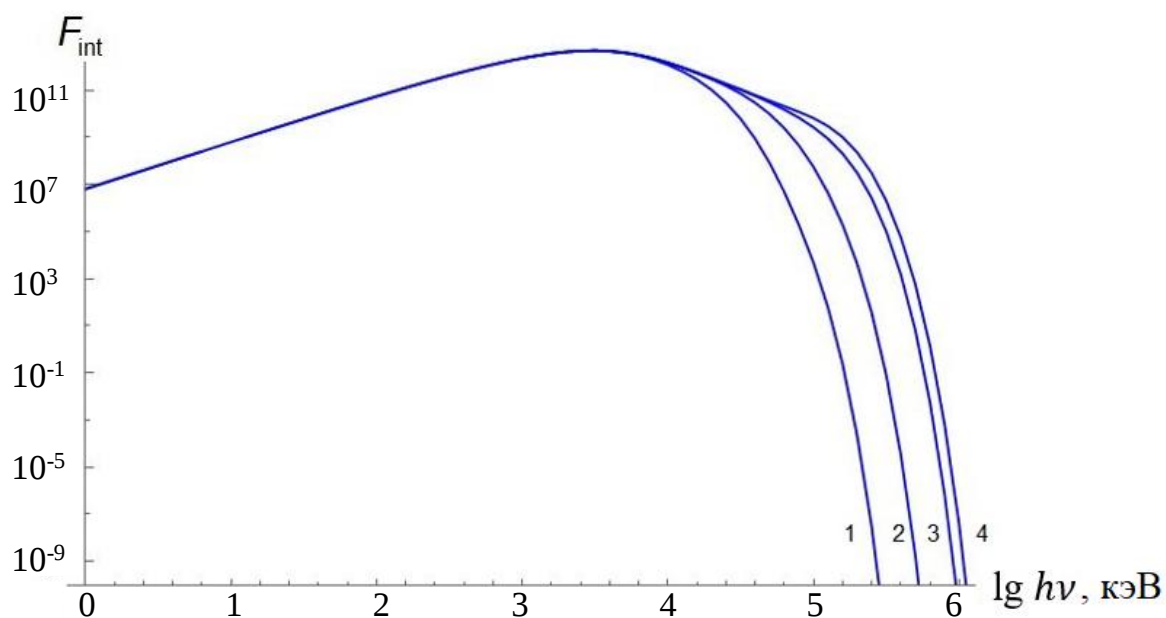
Графікі ефектыўнай тэмпературы, разлічанай па формуле (10) з улікам першых 10000 членаў сумы ў формуле (13), супадаюць пры $t < 2000$ с для ўсіх значэнняў параметра a , а затым ефектыўная тэмпература падае тым хутчэй, чым больш значэнне параметра a [3, с. 3; 9]. Для выпадку L_{04} сітуацыя аналагічная, з той розніцай, што графікі менш адрозніваюцца па форме адзін ад другога [4, с. 329–330].

Імгненныя спектры выглядаюць аналагічна атрыманым для лінейнага пачатковага размеркавання энергіі ўнутры абалонкі [3, с. 3; 4, с. 330–331]. Так як выразы (13) і (14) утрымліваюць у сабе бясконцыя сумы, важным з’яўляецца пытанне вызначэння крытычнага значэння членаў сумы n_{cr} , улік якіх неабходны для атрымання спектраў. Можна знайсці гэта значэнне, прыраўноўваючы да адзінкі паказальнік экспаненты. Такім чынам, атрымоўваем [4, с. 332; 10, 12, с. 8]:

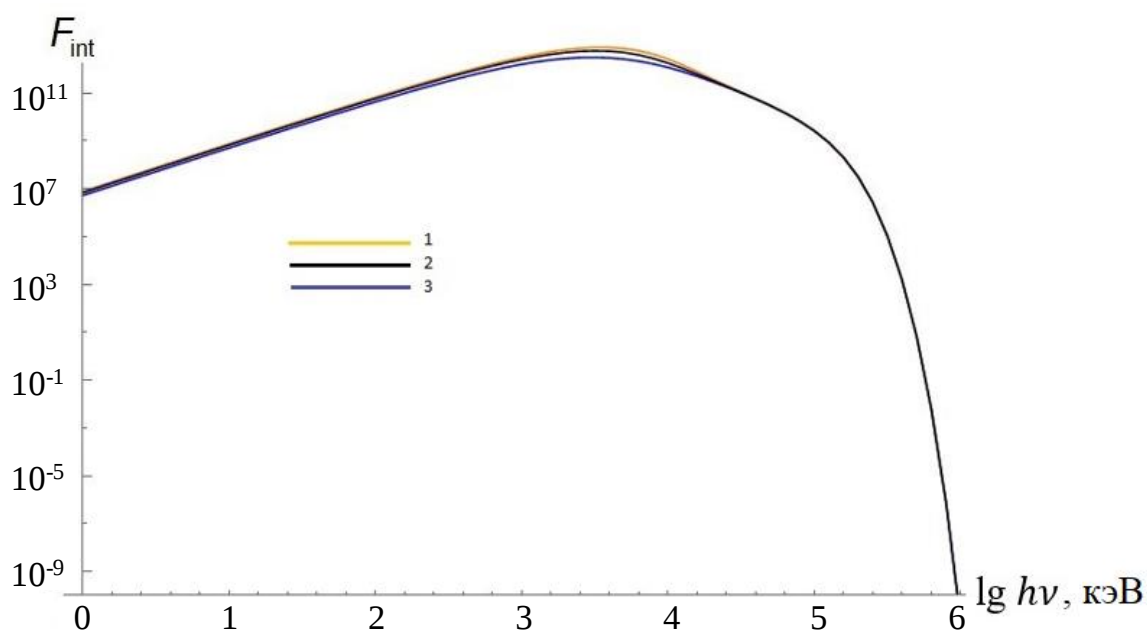
$$n_{cr} = \frac{3l}{c\pi t} \sqrt{\frac{R_0}{\Delta c t}}. \quad (15)$$

Інтэграваныя па часе спектры для выпадку L_{04} і $a = 4b/3l^2$ пры ўліку першых 10, 100, 1000 і 10000 членаў сумы ў формуле (14) прадстаўлены на малюнку 3. Пры выкарыстанні невялікай колькасці членаў сумы, мы атрымоўваем на высокіх частотах цеплавы кампанент спектра, у той час як з павелічэннем колькасці членаў сумы з’яўляецца кампанент Банда. На нізкіх частотах спектр апісваецца функцыяй Банда пры выкарыстанні любой колькасці членаў сумы [4, с. 332–333; 10, 12, с. 8].

Інтэграваныя па часе спектры, атрыманыя ў выпадку L_{04} пры ўліку першых 1000 членаў сумы ў формуле (14), прадстаўлены на малюнку 4. Спектры адрозніваюцца толькі ў вобласці частот, блізкіх да піку патоку [3, с. 4; 9; 10, 12, с. 6]. Нізкаэнергетычныя і высокаэнергетычныя спектральныя індэксы роўныя прыблізна $+2$ і -3 адпаведна. Пікавае значэнне патоку выпраменьвання памяншаецца з павелічэннем параметра a . Тое ж назіраецца і ў выпадку L_{03} [4, с. 331–332; 10, 12, с. 6].



Малюнак 3 – Інтэграваныя па часе спектры для L_{04} , $a = 1,25 b/l^2$ з улікам рознай колькасці першых членаў сумы ў формуле (14): 1 – улічваліся толькі першыя 10 членаў сумы, 2 – першыя 100 членаў сумы, 3 – першыя 1000 членаў сумы, 4 – першыя 10000 членаў сумы ($l = 10^{10}$ см, $R_0 = 10^8$ см, $\Delta = 10^{-16}$, $\Gamma = 100$).



Малюнак 4 – Інтэграваныя па часе спектры для L_{04} і розных значэнняў параметра a : 1 – $a = -b/l^2$; 2 – $a = 0$; 3 – $a = b/l^2$ ($l = 10^{10}$ см, $R_0 = 10^8$ см, $\Delta = 10^{-16}$, $\Gamma = 100$)

У главе 4 атрыманы эквітэмпаральныя паверхні і прадказальныя назіральныя спектры выпраменьвання абалонкі, якая нераўнамерна пашыраецца. Таксама была разгледжана залежнасць спектраў выпраменьвання ад працягласці дзеяння крыніцы гама-ўсплёску і перыяду яе дзеяння.

Эквітэмпаральныя паверхні – гэта паверхні, якія выпраменьваюць фатоны з аднолькавым часам прыбыцця. Ураўненне эквітэмпаральнай паверхні мае выгляд [3, с. 4; 9]:

$$r = \frac{ct_a \beta}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (16)$$

Эквітэмпаральныя паверхні фатасферы фатонна-тонкай абалонкі ўяўляюць сабой эліпсоіды, але да назіральніка даходзіць выпраменьванне толькі з тых частак эліпсоіда, якія абмежаваныя конусам $\cos \theta = \beta$ (для ўльтрарэлятывісцкага выпадку $\theta \cong 1/\Gamma$), так як радыяльная хуткасць фатонаў, якія выпраменьваюцца з пунктаў з большымі азімутальнымі вугламі, меншая за хуткасць абалонкі. З павялічэннем значэння гама-фактара памеры эліпсоіда павялічваюцца, таксама павялічваюцца адносіны вялікай і малой паўвосей эліпсоіда (абалонка выцягваецца ўздоўж праменя гледжання), а конус $\cos \theta = \beta$ звужаецца [3, с. 4–5; 9, 12, с. 11].

Выгляд эквітэмпаральнай паверхні залежыць ад характару руху абалонкі: яе раўнамернага руху, паскарэння ці запавольвання. Запавольванне абалонкі мажліва ў выніку ўзаемадзеяння са шчыльным міжзорным асяроддзем вакол крыніцы гама-ўсплёску, паскарэнне абалонкі можа мець месца на пачатковым этапе яе руху пры аднаразовым магутным вылучэнні энергіі крыніцай гама-ўсплёску, пры яе бесперапынным дзеянні на працягу некаторага перыяду часу ці пры паўторным (ці нават шматразовым) вылучэнні энергіі, у выніку чаго ўсплёск атрымлівае дадатковую энергію. Для атрымання выгляду эквітэмпаральных паверхняў прымалася наступная залежнасць гама-фактара ад радыуса [3, с. 5; 12, с. 12]:

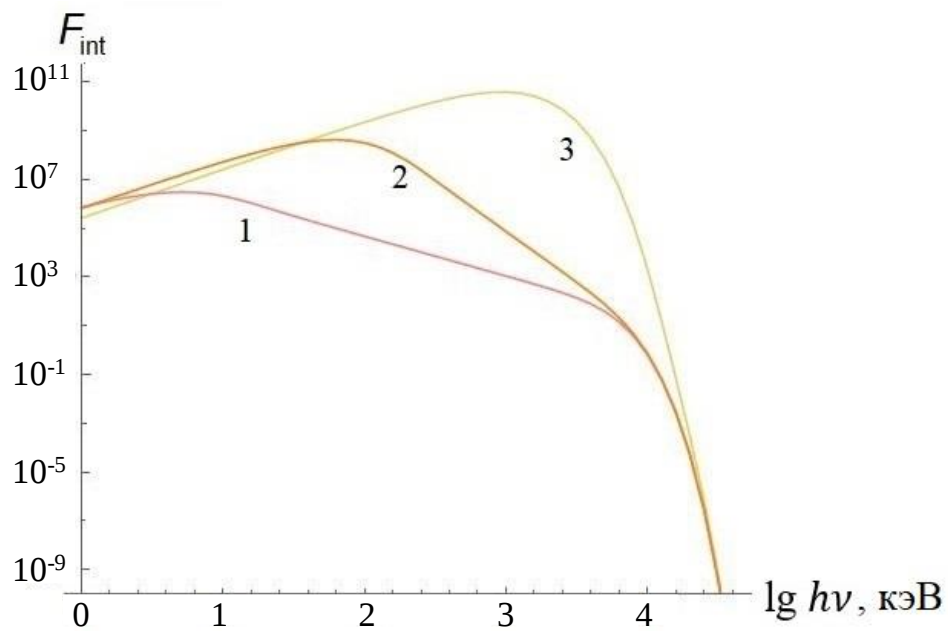
$$\Gamma(r) = \Gamma_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^s, \quad (17)$$

дзе Γ_0 і r_0 – значэнні гама-фактара і радыуса абалонкі ў пачатковы момант часу. Выпадку паскарэння абалонкі адпавядаюць дадатныя значэнні параметра s , выпадку запавольвання абалонкі – адмоўныя. Для выпадку запавольвання абалонкі пры памяншэнні параметра s конус $\cos\theta = \beta$ пашыраецца, а фігура, якая з’яўляецца эквітэмпаральнай паверхняй для адпаведных параметраў, скарачаецца ў накірунку праменя гледжання. Пры павялічэнні параметра s конус $\cos\theta = \beta$ таксама пашыраецца, форма паверхняў адрозніваецца ад эліпсоіда: выцягваецца ў накірунку праменя гледжання і скарачаецца з іншага боку.

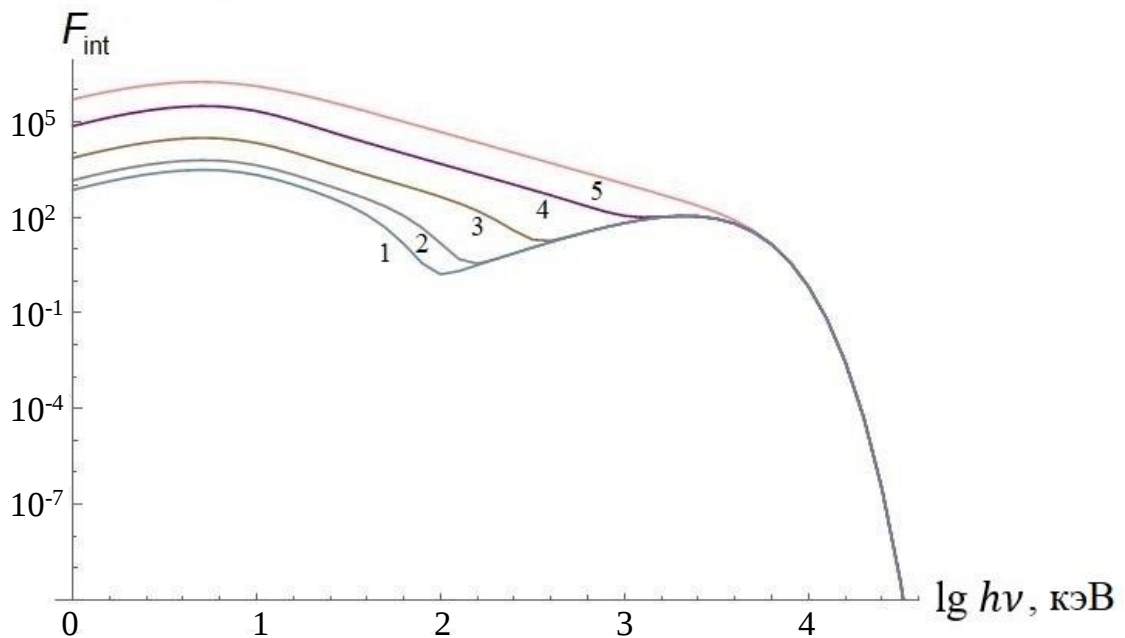
Разгледзім выпадак, пры якім пачатковае значэнне функцыі L унутры абалонкі залежыць ад глыбіні ξ па лінейным законе $L_0 = a(\xi - l/2) + b$ ($a, b - \text{const}$). Пры нераўнамерным руху абалонкі выраз для інтэнсіўнасці выпраменьвання фатасферы ($\xi = 0$) задаецца формулай (9), дзе $\Gamma(t) = \Gamma_0 (t/t_0)^s$, Γ_0 – значэнне гама-фактара ў пачатковы момант часу t_0 . Для дадатных значэнняў параметра s эфектыўная тэмпература абалонкі, разлічаная па формуле (10), падае павольней, чым для абалонкі, якая раўнамерна рухаецца, для адмоўных – хутчэй. Пры павелічэнні значэння параметра s пік патоку ў імгненным спектры назіраецца на большай частаце, значэнне піку патоку павялічваецца [5, с. 2–3].

Інтэграваныя па часе спектры атрымваюцца шляхам сумавання імгненых спектраў па часе, які змяняецца ад $t_{\min}$ да $t_{\max}$ з крокам Δt . Інтэграваныя па часе спектры для розных значэнняў параметра s маюць выгляд, прадстаўлены на малюнку 5, час змяняўся ад 1 с да 15000с з крокам 1 с. Нізкаэнергетычныя спектральныя індэксы прымаюць значэнні ад +1 да +2; высокаэнергетычныя – ад –2 да –20. У выпадку паскарэння (запавольвання) абалонкі пік патоку назіраецца на большай (меншай) частаце, яго значэнне павялічваецца (памяншаецца) адносна атрыманага для абалонкі, якая раўнамерна рухаецца [5, с. 4].

Інтэграваныя па часе спектры для $s = -0,1$ і розных значэнняў кроку змянення часу Δt прадстаўлены на малюнку 6. Пры павелічэнні кроку змянення часу ў спектры з’яўляецца другі максімум на высокіх частотах. Гэта можа адпавядаць сітуацыі перыядычнага дзеяння крыніцы гама-ўсплёску. Нізкаэнергетычныя спектральныя індэксы роўныя прыкладна +1, высокаэнергетычныя – прыкладна –2. Пры павелічэнні кроку змянення часу другі максімум робіцца больш выразным, пікавае значэнне патоку памяншаецца, а частата, на якой назіраецца пік патоку, не змяняецца. Пры гэтым значэнне патоку другога максімуму не залежыць ад кроку змянення часу.



Малюнак 5 – Інтэграваныя па часе спектры для розных значэнняў параметра s : 1 – $s = -0,1$; 2 – $s = 0,1$; 3 – $s = 0,3$ ($l = 10^{10}$ см; $R_0 = 10^8$ см; $\tau_0 = 10^{12}$; $\Gamma_0 = 100$)



Малюнак 6 – Інтэграваныя па часе спектры для $s = -0,1$ і розных значэнняў кроку змянення часу Δt : 1 – $\Delta t = 1000$ с; 2 – $\Delta t = 500$ с; 3 – $\Delta t = 100$ с; 4 – $\Delta t = 10$ с; 5 – $\Delta t = 1$ с ($l = 10^{10}$ см; $R_0 = 10^8$ см; $\tau_0 = 10^{12}$; $\Gamma_0 = 100$)

Аналагічная сітуацыя назіраецца і для дадатных значэнняў s , але ў гэтым выпадку другі максімум значна менш выразны. Нахілы графікаў на нізкіх энергіях складаюць прыкладна $+2$ для ўсіх ліній, а на высокіх энергіях прымаюць значэнні з дыяпазону ад -20 да -12 . Пры змяненні працягласці дзеяння крыніцы гама-ўсплёску (значэння t_{max}) нахіл графікаў на высокіх частотах роўны прыкладна $-1,6$, на нізкіх частотах нахіл графікаў павялічваецца ад прыкладна $+1$ ($t_{max} = 15000$ с) да прыкладна $+2$ ($t_{max} = 500$ с; 100 с). З павелічэннем часу t_{max} пік патоку назіраецца на меншай частаце, яго значэнне павялічваецца [5, с. 4].

Усе атрыманыя спектры могуць быць апісаны функцыяй Банда. Значэнні высокаэнергетычнага спектральнага індэкса, атрыманыя для абалонкі, якая запавольваецца, знаходзяцца ў дыяпазоне тыповых значэнняў, якія назіраюцца. Атрыманы нізкаэнергетычны спектральны індэкс указвае на тое, што апісаны механізм падыходзіць для тлумачэння гама-ўсплёскаў з жорсткімі спектрамі [5, с. 5].

ЗАКЛЮЧЭННЕ

Асноўныя навуковыя вынікі дысертацыі

1. Устаноўленне залежнасці прамежку часу t , на працягу якога магчыма выкарыстанне дыфузійнага прыбліжэння, ад глыбіні ўнутры абалонкі ξ згодна з суадносінамі $\xi = \text{const} \cdot t^2$ [1, 6].
2. Выразы для імгненных інтэнсіўнасцяў выпраменьвання ўльтрарэлятывісцкай абалонкі для пачатковых лінейных і парабалічных размеркаванняў энергіі ў залежнасці ад глыбіні ўнутры яе [2, 3, 7–9, 11].
3. Імгненныя і інтэграваныя па часе спектры ўльтрарэлятывісцкай абалонкі, якая раўнамерна пашыраецца, для пачатковых лінейных і парабалічных размеркаванняў энергіі ў залежнасці ад глыбіні ўнутры абалонкі, велічыні спектральных індэксаў на высокіх і нізкіх энергіях [2–4, 7–12].
4. Устаноўленне таго, што пры паскарэнні абалонкі на пачатковым этапе выпраменьванне фатонаў расце, а пры запаволенні абалонкі ў выніку ўзаемадзеяння з навакольным асяроддзем яно памяншаецца; знаходжанне аналітычных залежнасцяў, якія апісваюць гэтыя эфекты [3, 9, 12].
5. Дэманстрацыя таго, што значэнні высокаэнергетычнага спектральнага індэкса, атрыманыя для абалонкі, якая запавольваецца, знаходзяцца ў дыяпазоне тыповых значэнняў, якія назіраюцца. Атрыманне

інтэграваных па часе спектраў з двума максімумамі, якія таксама назіраюцца [5].

Рэкамендацыі па практычнаму выкарыстанню вынікаў

Атрыманыя ў дысертацыі вынікі могуць выкарыстоўвацца ў далейшых даследаваннях ў галіне рэлятывісцкай астрафізікі і фізікі гама-ўсплёскаў, яны спрыяюць разуменню працэсаў, якія прыводзяць да фармавання спектраў гама-ўсплёскаў, могуць выкарыстоўвацца пры аналізе даных назіранняў, пры выкладанні адпаведных дысцыплін у вышэйшых установах адукацыі.

СПІС АПУБЛІКАВАННЫХ АЎТАРАМ РАБОТ ПА ТЭМЕ ДЫСЕРТАЦЫІ

Артыкулы ў навуковых выданнях:

1. Сіўцоў, І. А. Дыфузія выпраменьвання ў абалонцы, якая рэлятывісцкі пашыраецца, у дачыненні да гама-ўсплёскаў / І. А. Сіўцоў, А. Э. Кургузава // Весц. Нац. Акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2021. – Т. 57, № 1. – С. 85–98. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2021-57-1-85-98>
2. Сіўцоў, І. А. Залежнасць спектраў гама-ўсплёскаў ад пачатковага размеркавання энергіі ў абалонцы, якая ультрарэлятывісцкі пашыраецца / І. А. Сіўцоў, А. Э. Кургузава // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2023. – Т. 59, № 2. – С. 136–146. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2023-59-2-136-146>
3. Kurhuzava, A. Spectra and equitemporal surfaces of the photosphere of the ultrarelativistic shell as applied to Gamma-ray bursts / A. Kurhuzava // New Astronomy. – 2024. – Vol. 111. – P. 1–7. <https://doi.org/10.1016/j.newast.2024.102257>
4. Kurhuzava, A. Diffusion Spectra of Ultrarelativistic Shell Radiation Depending on the Initial Energy Distribution in the Shell / A. Kurhuzava // NPCS. – 2024. – Vol. 27, No. 4. – P. 324–334. <https://doi.org/10.5281/zenodo.14508699>
5. Kurhuzava, A. Diffusion spectra of ultrarelativistic unevenly moving shell radiation / A. Kurhuzava // ASS. – 2025. – Vol. 370, No. 95. – P. 1–7. <https://doi.org/10.1007/s10509-025-04489-6>

Тэзісы дакладаў:

6. Диффузия излучения в ультрарелятивистски расширяющейся оболочке / О.Э. Кургузова // В кн.: Мат. IX Международной школы-конференции молодых учёных и специалистов «Современные проблемы физики». Минск, 4–6 ноября 2020. С. 27–28.
7. Залежнасць формы спектраў гама-ўсплёскаў ад пачатковага размеркавання энергіі ў абалонцы / А. Э. Кургузава // В кн.: Мат. XVIII Международной научной конференции «Молодежь в науке – 2021». Минск, 27–30 сентября 2021. С. 152–155.
8. Залежнасць эфектыўнай тэмпературы і імгненных спектраў гама-ўсплёскаў ад пачатковага размеркавання энергіі ў абалонцы і ад часу прыбыцця / А. Э. Кургузава // В кн.: Мат. X Международной школы-

конференции молодых учёных и специалистов «Современные проблемы физики». Минск, 27–29 апреля 2022. С. 42–45.

9. Спектры і эквітэмпаральныя паверхні фатасферы абалонкі, якая ўльтрарэлятывісцкі пашыраецца / А. Э. Кургузава // В кн.: Мат. XX Международной научной конференции «Молодежь в науке – 2023». Минск, 20–22 сентября 2023. С. 527–530.

10. Diffusion spectra of ultrarelativistic shell radiation depending on the initial energy distribution in the shell / A. Kurhuzava // В кн.: Мат. XI Международной школы-конференции молодых учёных и специалистов «Современные проблемы физики». Минск, 24–26 апреля 2024. С. 74–77.

Матэрыялы канферэнцый:

11. Siutsou, I. Instantaneous and Time-Integrated Spectra of Photon-thin Gamma-ray Bursts with Non-trivial Distribution of Internal Energy in Diffusion Approximation / I. Siutsou, A. Kurhuzava // Nonlinear Dynamics and Applications. – 2021. – Vol. 27. – P. 263–270.

12. Diffusion spectra and equitemporal surfaces of ultrarelativistic shell radiation as applied to Gamma-ray bursts / A. E. Kurhuzava // In the book: Mat. 17th Marcel Grossmann meeting. Pescara, Italy, 12–17 July 2024. P. 1–15.



РЭЗІЮМЭ

Кургузава Аксана Эдуардаўна

ФАРМАВАННЕ І РАСПАЎСЮДЖВАННЕ ВЫПРАМЕНЬВАННЯ Ў РЭЛЯТЫВІСЦКІХ АБАЛОНКАХ У ДАЧЫНЕННІ ДА ГАМА- ЎСПЛЁСКАЎ

Ключавыя словы: гама-ўсплёск, ультрарэлятывісцкая абалонка, ураўненне пераносу выпраменьвання, дыфузія выпраменьвання, спектр выпраменьвання, эквітэмпаральная паверхня.

Аб'ектам даследвання з'яўляецца выпраменьванне абалонкі, якая ўльтрарэлятывісцкі пашыраецца.

Прадметам даследвання з'яўляецца дыфузія выпраменьвання абалонкі, якая ўльтрарэлятывісцкі пашыраецца, у дачыненні да выпраменьвання гама-ўсплёскаў, якое назіраецца.

Мэтай дысертацыі з'яўляецца даследванне пачатковага этапу выпраменьвання гама-ўсплёску на аснове дыфузійнага прыбліжэння ўраўнення пераносу выпраменьвання для рэлятывісцкай абалонкі.

Атрыманыя вынікі і іх навізна. Паказана, што прамежак часу, пры якім магчыма выкарыстанне дыфузійнага прыбліжэння, павялічваецца з глыбінёй ўнутры абалонкі. Прадэманстравана, што ў выпадку, калі пачатковае размеркаванне энергіі лінейна залежыць ад глыбіні ўнутры абалонкі, эфектыўная тэмпература і імгненны спектр гама-ўсплёску ў пачатковы момант часу, а таксама інтэграваны па часе спектр на высокіх частотах вызначаюцца пачатковым размеркаваннем энергіі ўнутры абалонкі. Устаноўлена, што ў выпадку, калі пачатковае размеркаванне энергіі залежыць ад глыбіні ўнутры абалонкі па квадратычным законе, інтэграваныя па часе спектры адрозніваюцца толькі ў вобласці частот каля піку патоку выпраменьвання, а велічыня высокаэнергетычнага спектральнага індэкса вар'іруецца ў залежнасці ад колькасці членаў сумы ў формуле для эфектыўнай тэмпературы, што пашырае прадказальныя магчымасці мадэлі, якая выкарыстоўваецца. Устаноўлена, што значэнні высокаэнергетычнага спектральнага індэкса, атрыманыя для абалонкі, якая запавольваецца, знаходзяцца ў дыяпазоне тыповых значэнняў. У рамках мадэлі дыфузіі былі атрыманы інтэграваныя па часе спектры з двума максімумамі, якія таксама назіраюцца.

Рэкамендацыі па выкарыстанні і вобласць выкарыстання. Атрыманыя ў дысертацыі вынікі могуць выкарыстоўвацца ў далейшых даследваннях ў галіне рэлятывісцкай астрафізікі і фізікі гама-ўсплёскаў, яны спрыяюць разуменню працэсаў, якія прыводзяць да фармавання спектраў гама-ўсплёскаў, могуць выкарыстоўвацца пры аналізе даных назіранняў, пры выкладанні адпаведных дысцыплін у вышэйшых установах адукацыі.

РЕЗЮМЕ

Кургузова Оксана Эдуардовна

FORMATION AND PROPAGATION OF RADIATION IN RELATIVISTIC SHELLS AS APPLIED TO GAMMA-RAY BURSTS

Ключевые слова: гамма-всплеск, ультрарелятивистская оболочка, уравнение переноса излучения, диффузия излучения, спектр излучения, эквивременная поверхность.

Объектом исследования является излучение ультрарелятивистски расширяющейся оболочки.

Предметом исследования является диффузия излучения ультрарелятивистски расширяющейся оболочки по отношению к наблюдаемому излучению гамма-всплеска.

Целью диссертации является исследование начального этапа излучения гамма-всплеска на основе диффузионного приближения уравнения переноса излучения для релятивистской оболочки.

Полученные результаты и их новизна. Показано, что временной интервал, на котором возможно использование диффузионного приближения, увеличивается с глубиной внутри оболочки. Продемонстрировано, что в случае, когда начальное распределение энергии линейно зависит от глубины внутри оболочки, эффективная температура, мгновенный спектр гамма-всплеска в начальный момент времени, интегрированный по времени спектр на высоких частотах определяются начальным распределением энергии внутри оболочки. Установлено, что в случае, когда начальное распределение энергии зависит от глубины внутри оболочки по квадратичному закону, величина высокоэнергетического спектрального индекса варьируется в зависимости от числа членов суммы в формуле для эффективной температуры, что расширяет предсказательные возможности используемой модели. Установлено, что полученные для замедляющейся оболочки значения высокоэнергетического спектрального индекса находятся в диапазоне типичных наблюдательных значений. В рамках модели диффузии удаётся воспроизвести интегрированные по времени спектры с двумя максимумами.

Рекомендации по использованию и область применения. Полученные в диссертации результаты могут быть использованы в дальнейших исследованиях в области релятивистской астрофизики и физики гамма-всплесков, они способствуют пониманию процессов, которые приводят к возникновению спектров гамма-всплесков, могут использоваться при анализе данных наблюдений, при преподавании соответствующих дисциплин в высших учебных заведениях.

SUMMARY

Kurguzova Oksana Eduardovna

FORMATION AND PROPAGATION OF RADIATION IN RELATIVISTIC SHELLS AS APPLIED TO THE OBSERVED RADIATION OF GAMMA-RAY BURSTS

Keywords: gamma-ray burst, ultrarelativistic shell, radiation transfer equation, radiation diffusion, radiation spectrum, equitemporal surface.

The object of the study is the radiation of an ultrarelativistically expanding shell.

The subject of the study is the diffusion of the radiation of an ultrarelativistically expanding shell with respect to the observed radiation of a gamma-ray burst.

The aim of the dissertation is the study of the initial stage of gamma-ray burst radiation based on the diffusion approximation of the radiation transfer equation for a relativistic shell.

The results obtained and their novelty. It is shown that the time interval over which the diffusion approximation can be used increases with depth within the shell. It is demonstrated that, in the case where the initial energy distribution depends linearly on the depth within the shell, the effective temperature, the instantaneous spectrum of the gamma-ray burst at the initial instant of time, and the time-integrated spectrum at high frequencies are determined by the initial energy distribution within the shell. It is established that, in the case where the initial energy distribution depends on the depth within the shell according to a quadratic law, the value of the high-energy spectral index varies depending on the number of terms in the formula for the effective temperature, which expands the predictive capabilities of the model used. It is established that the values of the high-energy spectral index obtained for a decelerating shell are within the range of typical observational values. Within the framework of the diffusion model, it is possible to reproduce time-integrated spectra with two maxima.

Recommendations for use and scope of application. The results obtained in the dissertation can be used in further research in the field of relativistic astrophysics and gamma-ray burst physics; they contribute to the understanding of the processes that lead to the emergence of gamma-ray burst spectra; they can be used in the analysis of observational data and in teaching relevant disciplines in higher education institutions.

КУРГУЗАВА Аксана Эдуардаўна

**ФАРМАННЕ І РАСПАЎСЮДЖАННЕ
ВЫПРАМЕНЬВАННЯ Ў РЭЛЯТЫВІСЦКІХ АБАЛОНКАХ У
ДАЧЫНЕННІ ДА ГАМА-ЎСПЛЁСКАЎ**

АЎТАРЭФЕРАТ

дысертацыі на суісканне вучонай ступені
кандыдата фізіка-матэматычных навук
па спецыяльнасці 01.04.02 – тэарэтычная фізіка

Падпісана ў друк «_____» _____ 2026 г. Фармат 60 × 90 1/16.

Папера – офісная. Друк афсетны. Ум. др. л. 1,5.

Ум. выд. л. 1,3. Тыраж 60 экз. Замова № _____

ІНСТЫТУТ ФІЗІКІ імя Б.І. СЦЯПАНАВА НАЦЫЯНАЛЬнай АКАДЭМІІ
НАВУК БЕЛАРУСІ, 220072, Рэспубліка Беларусь, г. Мінск, пр. Незалежнасці,
68-2. Надрукавана на рызографе ДНУ «ІНСТЫТУТ ФІЗІКІ імя Б.І.
СЦЯПАНАВА НАЦЫЯНАЛЬнай АКАДЭМІІ НАВУК БЕЛАРУСІ».