



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة الإخوة منتوري - قسنطينة - 1 -
كلية العلوم الدقيقة
قسم الفيزياء



رقم التسجيل: 99/DS/22

رقم السلسلة: 09/phy/22

رسالة
مقدمة لنيل شهادة الدكتوراه في العلوم في الفيزياء
فرع الفيزياء النظرية
العنوان

الدراسة الهيدروديناميكية لانبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما

من طرف
أسماء زواوي

تاريخ المناقشة 2022/11/24

أمام لجنة المناقشة:

الرئيس:	نذير بلعوي	بروفيسور	جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1
المقرر:	عاشور بن سلامة	بروفيسور	جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1
المتحن:	رضا عطالله	بروفيسور	جامعة باجي مختار عنابة
المتحن:	حبيب عيساوي	بروفيسور	جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1
المتحن:	مصطفى مومني	بروفيسور	جامعة الحاج لخضر باتنة 1
المتحن:	سليمان زعيم	بروفيسور	جامعة الحاج لخضر باتنة 1

الفهرس

مقدمة عامة

1

4

1 مدخل عام عن أشعة ما بعد انفجارات غاما

4

1.1 مقدمة

4

2.1 تعاريف عامة

4

1.2.1 انفجارات أشعة غاما

7

2.2.1 أشعة ما بعد انفجارات غاما

11

3.1 نبذة تاريخية

14

4.1 البعثات الفضائية لرصد انفجارات أشعة غاما

14

1.4.1 العصر المظلم (1973 – 1991)

15

2.4.1 القمر الصناعي *CGRO* (العصر الذهبي 1991 – 2000)

16

3.4.1 القمر الصناعي *Beppo – SAX* (1996 – 2002)

18

4.4.1 القمر الصناعي *Swift* (2004)

19

5.1 المولدات

19

1.5.1 الانهيار

21

2.5.1 الاندماج

21

6.1 نمذجة انفجارات أشعة غاما

22

1.6.1 نموذج كرة النار

24

2.6.1 نموذج قذيفة المدفع

25		3.6.1	نموذج قذيفة النار
26		4.6.1	نموذج الطلقات
27		7.1	الخاتمة
28			2 الدراسة الهيدروديناميكية للصدمة الخارجية
28		1.2	مقدمة
28		2.2	حلول سيدوف Sedov
29		3.2	أنواع البيئة المحيطة للانفجار
29		1.3.2	نجم ولف-رايت Wolf-Rayet Stars
29		2.3.2	تفاعل مقذوفه-غلاف نجمي
29		3.3.2	الوسط بين النجمي
30		4.2	التعريفات الاساسية
30		1.4.2	العلاقة بين زمن وصول الفوتونات - المسافة
32		2.4.2	الكلمة المتنامية بواسطة كرة النار
33		3.4.2	فعالية الإشعاع
35		5.2	نموذج شيانغ وديرمر (Chiang and Dermer) سنة 1999
35		1.5.2	الدراسة الهيدروديناميكية
37		2.5.2	النمط الإشعاعي
38		3.5.2	النمط الكظوم
39		4.5.2	مقدار السطوع
40		6.2	نموذج هوانغ (Huang et al.) سنة 1999
40		1.6.2	الدراسة الهيدروديناميكية
41		2.6.2	النمط الإشعاعي
41		3.6.2	النمط الكظوم
42		7.2	نموذج فانغ (Feng et al.) سنة 2002
43		8.2	نموذجنا سنة 2021
43		1.8.2	الدراسة الهيدروديناميكية

44	النمط الإشعاعي	2.8.2
45	النمط الكظوم	3.8.2
46	مقدار السطوع	4.8.2
46	ملخص للدراسة الهيدروديناميكية للنماذج المقترحة	9.2
48	النتائج والمناقشة	10.2
48	مقارنة بين النماذج	1.10.2
61	نموذجنا	2.10.2
66	المخطط التنظيمي للتطور الهيدروديناميكي لكرة النار	11.2
68	الخاتمة	12.2

3 انبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما: دراسة أطياف الضوء والمنحنيات

69	مقدمة	1.3
70	إشعاع السنكروترون	2.3
70	توزيع الإلكترونات المشعة	1.2.3
72	القدرة الطيفية 'Spectral power'	2.2.3
74	النتائج والمناقشة	3.3
74	دراسة تغيرات معاملات الإشعاع لكرة النار	1.3.3
76	منحنيات الضوء	2.3.3
81	الأطياف	3.3.3
84	مقارنة نتائج محاكاة النماذج مع البيانات الرصدية	4.3.3
85	الامتصاص الذاتي للإشعاع السنكروتروني	4.3
86	النتائج والمناقشة	5.3
88	المخطط التنظيمي لتطور انبعاثات أشعة ما بعد انفجار غاما	6.3
90	الخاتمة	7.3

91 الخاتمة العامة

93	أ معجم المصطلحات
98	ب بطاقة تعريفية للبيانات الرصدية
98	ب.1 <i>GRB170208B</i>
100	ب.2 <i>GRB170202</i>

قائمة الجداول

1.1	ملخص لسطوع بعض الأجرام الكونية.	6
1.2	نموذج شيانغ وديمر في حالة الطور الكظوم والطور الإشعاعي.	39
2.2	نموذج هوانغ وفانغ في حالة النمط الكظوم والنمط الإشعاعي.	42
3.2	النموذج الجديد في حالة النمط الكظوم والنمط الإشعاعي.	46
4.2	مقارنة بين النماذج المقترحة.	47
1.3	بعض النتائج العددية للشدة اللحظية لمنحنى الضوء للنماذج الثلاثة.	78

قائمة الأشكال

- 1.1 بعض البيانات الرصدية لانفجارات أشعة غاما والتي تمثل تغيرات عدد النبضات في وحدة الزمن [23] 5
- 2.1 التوزيع الزمني لانفجارات أشعة غاما طويلة المدى و انفجارات أشعة غاما قصيرة المدى، بواسطة *BATSE* [25] على اليسار، ويميناً بواسطة *Swift* [26] 6
- 3.1 صورة افتراضية لانفجارات أشعة غاما بصنفها طويل المدى (يسار) وقصير المدى (يمين). 7
- 4.1 صورة افتراضية تعبر عن المراحل التي يمر عبرها النموذج المقترح لإنهيار النجمة لانفجارات أشعة غاما الطويلة على اليسار. أما على اليمين، فهو لنموذج الاندماج من أجل انفجارات أشعة غاما القصيرة [30] 8
- 5.1 منحنيات الضوء لانبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما متعدد الأطوال الموجية ل *GRB130427A* من نطاق الراديو إلى نطاق الطاقات العالية. [31] 9
- 6.1 منحى بياني لأشعة ما بعد انفجارات غاما السينية ($0.3-10\text{keV}$) من خلال القمر الصناعي *Swift* [36] 9
- 7.1 منحنيات الضوء لأشعة ما بعد انفجارات غاما السينية القياسية المتعارف عليها بجميع مراحلها الخمسة التي تمر عليها [37] 10
- 8.1 أحد الأقمار الصناعية لسلسلة الأقمار (*Vela*) قبل إطلاقها [56] 11
- 9.1 بيانات الحدث الأول لانفجار أشعة غاما، الذي تم اكتشافه في عام 1967 بواسطة المسبار *VELA - 4* [1] 12
- 10.1 منحنيات أشعة انفجارات غاما ليوم 22 أوت 1970 التي سجلتها سلسلة أقمار *VELA*. تشير الأسهم إلى وقت رصد لقمم أشعة غاما المشتركة بين الأقمار الصناعية الثلاثة. 13
- 11.1 مجال الطاقة لأشعة انفجارات غاما و الظواهر الكونية الأخرى [61] 13

14	12.1	التوزيع البياني ل $GRBs$ ، $XRRs$ و $XRFs$ بدلالة الطاقة b ومقدار السطوع a [66] . . .
15	13.1	القمر الصناعي $CGRO$ على يمينه الكواشف الأربعة التي يحملها على متنه [75]
	14.1	تمثيل توزيع الومضات الضوئية لأشعة انفجارات غاما الخاصة بمجرتنا في السماء الكونية لمجرة
16		درب التبانة [24]
16	15.1	تمثيل يوضح لنا أنواع أخرى من التوزيعات الخاصة بمجرتنا لسماء مجرة درب التبانة.
	16.1	صورة لأشعة ما بعد انفجارات أشعة غاما السينية $GRB970228$ ، في الصورة العلوية. حيث
		نلاحظ بعد 8 ساعات من الانفجار انخفاض في اللمعان من المصدر [32] . أما الصورة
		السفلية فهي لأشعة ما بعد انفجارات أشعة غاما في النطاق المرئي بواسطة تلسكوب WHT
17		[83]
	17.1	تطور التدفق في نطاق الطاقة $2 - 10 keV$ لانفجار $GRB970228$ ، وأول ملاحظة لانبعاثات
18		ما بعد أشعة انفجارات غاما السينية بواسطة $Beppo - SAX$
	18.1	تطور المنحنى الضوئي لأشعة ما بعد انفجارات غاما المصحوبة بمستعر أعظم —
20		$GRB030329/SN$ [95]
21	19.1	إبادة النيوتريно والنوترينو المضاد من خلال القرص التراكمي.
23	20.1	عرض تخطيطي لنموذج كرة النار [102]
25	21.1	عرض تخطيطي لنموذج قذيفة المدفع [105]
26	22.1	عرض تخطيطي لنموذج الطلقات [113]
	1.2	شكل توضيحي لنتائج عديدة مستنسخة من الدراسة [126]، تظهر الصورة بالأبيض والأسود
30		لطريقة اختراق المقذوفة النسبية للغلاف النجمي.
	2.2	دراسة تغيرات سرعة المقذوفة $\beta = v/c$ بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي)، من أجل
48		النمط الأديباتيكي $\varepsilon = 0$ للنماذج الأربعة.
	3.2	دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_c لكرة النار (في سلم لوغاريتمي) بدلالة نصف القطر R وفقاً
		للعلاقة (2.32) الخاصة بالكتلة المعطاة بواسطة النموذج الكلاسيكي لنموذج شيانغ (2.31) من
		أجل النمط الكظوم $\varepsilon = 0$ ، خلال الطور غير النسبي، حيث تتناقص الطاقة الحركية بدلاً
49		من البقاء ثابتة.

4.2	دراسة تغيرات سرعة المقذوفة $\beta = v/c$ بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي)، من أجل النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ والأديباتيكي $\varepsilon = 0$	50
5.2	دراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للكرة النارية بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط الإشعاعي $\varepsilon = 0$ والكظوم $\varepsilon = 1$	51
6.2	دراسة تغيرات سرعة المقذوفة $\beta = v/c$ بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي)، من أجل فعالية إشعاع متغيرة $\varepsilon_e = 1, \varepsilon_B = 0.01$	53
7.2	دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_c للكرة النارية بدلالة R (في مقياس لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ والكظوم $\varepsilon = 0$	53
8.2	دراسة تغيرات فعالية الإشعاع ε لكرة النار بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. ل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$	55
9.2	دراسة تغيرات فعالية الإشعاع ε لكرة النار بدلالة الزمن t (في المقياس اللوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. ل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$	56
10.2	دراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للكرة النارية بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ والكظوم $\varepsilon = 1$	57
11.2	دراسة تغيرات الطاقة الداخلية U لكرة النار بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$	57
12.2	دراسة تغيرات الطاقة الداخلية U لكرة النار الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$	58
13.2	تطور السطوع الكلي L_{fb} لكرة النار بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$	58
14.2	تطور السطوع الكلي L_{fb} لكرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$	59
15.2	دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_c للكرة النار بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$	60
16.2	دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكرة النار للكرة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا في أوساط محيط مختلفة.	62

17.2	دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكرة النار للكرة النارية بدلالة الزمن t (في سلم
63	لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لفعالية إشعاع غير ثابتة ومختلفة.
18.2	دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكرة النار للكرة النارية بدلالة الزمن t (في سلم
64	لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز.
19.2	دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكرة النار للكرة النارية بدلالة الزمن t (في سلم
65	لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز.
20.2	الهيكل التنظيمي للتطور الهيدروديناميكي لكرة النار لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 1 .
67	
21.2	الهيكل التنظيمي للتطور الهيدروديناميكي لكرة النار لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 2 .
68	
1.3	تطور منحنى الكثافة والكثافة الإلكترونية بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي) لمختلف الأوساط
75	المحيطة.
2.3	التطور الإشعاعي في كرة النار
75	
3.3	تطور المؤشر الكظوم للمادة المصدومة e' بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي).
76	
4.3	تطور شدة المجال المغناطيسي B' بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي).
77	
5.3	منحنى الضوء لإنبعاثات ما بعد انفجرات غاما (في سلم لوغاريتمي) للنماذج الثلاثة لتردد
77	راديو قيمته $\nu_{obs} = 10^8 Hz$
6.3	منحنى الضوء لانبعثات ما بعد انفجرات غاما في أوقات مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في
79	إطار النماذج الثلاثة للأشعة السينية ذات التردد $\nu_{obs} = 1kev$
7.3	منحنى الضوء لانبعثات ما بعد انفجرات غاما في أوقات مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في
79	إطار النماذج الثلاثة للنطاق V بتردد $\nu_{obs} = 550mn$
8.3	منحنيات الضوء لانبعثات ما بعد انفجرات غاما لمقادير فيزيائية مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ،
81	في إطار نموذجنا.
9.3	طيف انبعثات أشعة ما بعد انفجرات غاما في أوقات مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار
82	نموذجنا.
10.3	تردد الانبعاث ν_{obs} المطابق للحد الأقصى ل νF_ν بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) ،
83	لنماذج الثلاثة.
11.3	تردد الانبعاث ν_{obs} المطابق للحد الأقصى ل νF_ν بدلالة الزمن t ، للنماذج الثلاثة.
83	

12.3	منحنيات الضوء لإنبعاثات ما بعد إنفجارات غاما <i>GRB170208B</i> التي تمت ملاحظتها بواسطة تلسكوب <i>XRT/Swift</i> ومحاكاتها (في سلم لوغاريتمي) بواسطة النماذج الثلاثة. . .	84
13.3	منحنيات الضوء لإنبعاثات ما بعد إنفجارات غاما <i>GRB170202</i> التي تمت ملاحظتها بواسطة تلسكوب <i>XRT/Swift</i> ومحاكاتها (في سلم لوغاريتمي) مع نموذجنا المقترح.	85
14.3	منحنى ضوء أشعة ما بعد إنفجارات غاما (في سلم لوغاريتمي) في الحالتين <i>OTS</i> و <i>SSA</i> للتردد الراديوي $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$	87
15.3	منحنى ضوء أشعة ما بعد إنفجارات غاما (في سلم لوغاريتمي) في الحالتين <i>OTS</i> و <i>SSA</i> للتردد ما فوق البنفسجي $\lambda_{obs}^{-1} = 500 cm^{-1}$	87
16.3	تغيرات معامل الامتصاص لتردد الراديو $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$ والأشعة فوق البنفسجية $\lambda_{obs}^{-1} = 500 cm^{-1}$ (في سلم لوغاريتمي)، حسب نموذج فانغ.	88
17.3	الهيكل التنظيمي للجزء الإشعاعي لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 1	89
18.3	الهيكل التنظيمي للجزء الإشعاعي لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 2	90
1.2	البيانات المرصودة ل <i>GRB170208B</i> بواسطة تلسكوب <i>UVOT/Swift</i>	99
2.2	رصد <i>GRB170208B</i> وتطورها من خلال تلسكوب <i>Swift</i> . حيث الصورة a و b ألقطنا من خلال الجهاز الملحق <i>XRT</i> ، أما c و d فمن خلال الجهاز الملحق <i>UVOT</i>	99
3.2	البيانات المرصودة ل <i>GRB170208B</i> بواسطة تلسكوب <i>XRT/Swift</i>	100
4.2	رصد <i>GRB170202A</i> وتطورها من خلال تلسكوب <i>Swift</i> . حيث الصورة a و b ألقطنا من خلال الجهاز الملحق <i>XRT</i> ، أما c و d فمن خلال الجهاز الملحق <i>UVOT</i>	100
5.2	البيانات المرصودة ل <i>GRB170202</i> بواسطة تلسكوب <i>UVOT/Swift</i> ، عند 18 : 48 : 28UT 02Feb17 Thu	101
6.2	البيانات المرصودة ل <i>GRB170202</i> بواسطة تلسكوب <i>XRT/Swift</i>	101

شكر وعرفان

أتقدم بالشكر الجزيل بكل ما تحمله هذه الكلمة من معاني التقدير والاحترام للبروفيسور عاشور بن سلامة. أستاذ بقسم الفيزياء كلية العلوم الدقيقة، جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1، على قبوله الإشراف على هذا البحث دون قيد حيث استكمل معنا المسيرة الى ان اخرج هذا البحث بهذا الشكل، على تفهمه وتقديره لكل ما مررنا به، على يد العون التي لم يتردد في تقديمها.

وأتقدم بالشكر والتقدير إلى البروفيسور ندير بلعوي. أستاذ بقسم الفيزياء كلية العلوم الدقيقة، جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1، على تقبله ترأس لجنة المناقشة وعلى دعمه وتشجيعه الدائم.

كما أتقدم بالشكر إلى الأساتذة أعضاء لجنة المناقشة وهم: البروفيسور رضا عطالله. أستاذ بقسم الفيزياء، جامعة باجي مختار عنابة، البروفيسور حبيب عيساوي. أستاذ بقسم الفيزياء كلية العلوم الدقيقة، جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1، البروفيسور مصطفى مومني. أستاذ بقسم الفيزياء، جامعة الحاج لخضر باتنة 1 والبروفيسور سليمان زعيم أستاذ بقسم الفيزياء، جامعة الحاج لخضر باتنة 1. فكل الشكر لقبولهم المشاركة كأعضاء ممتحنين في لجنة المناقشة.

العرفان والتقدير للبروفيسور إسماعيل بوجعدار من جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1، الدكتور بلال حميل من جامعة حسيبة بن بوعلي بالشلف. الدكتورة نجاة لوط والدكتورة حبيبة بوحلوف من جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1.

الشكر للبروفيسور يونغ إف - هوانغ Yong-Feng Huang من جامعة نانجينغ ، بالصين الشعبية. الذي دوما لم يتردد في الاجابة عن اي تساؤلاتي.

كل التقدير والشكر للدكتور ياسين علي حمود من جامعة نيويورك بأمريكا للعون الذي قدمه لنا.

كما أتقدم بشكري واحترامي إلى كل أعضاء مخبر الفيزياء الرياضية و فيزياء دون الذرة LPMS.

الشكر للبروفيسور ألبرتو ج. كاسترو تيرادو- Alberto J. Castro-Tirado من معهد الفيزياء الفلكية الأندلس (IAA-CSIC) في غرناطة، اسبانيا وكل الفريق العلمي.

الشكر أيضا للدكتور أندرياس هاونجس Andreas Haungs من معهد كارلسروه للتكنولوجيا (KIT) في ألمانيا، وكل الفريق العلمي.

الشكر لكل الزميلات والزملاء في الدراسة والتدريس ولكل من ساهم في اثناء هذا البحث. الى كل الصديقات.
إلى: أسماء، أمينة، أسماء، حليلة ووردة.

كل العرفان لمن كان له الفضل الاول في كل هذا التقدم على روحه الرحمة البروفيسور نور الدين مياركي،
جعل الله كل ما قدمه لنا صدقة جارية تكتب في ميزان حسناته.

إهداء

الى من غمراني بالحب و أحاطاني بالعناية
إليهما شمسى وقرى الذي حولهما يتركز نجاحي الى أمــــى وأبــــى
الى أختي نسيمه و أخوتي عبد الفاتح، عصام وعبد الجبار
الى الغوالي على قلبي حنين هبة الرحمان، محمد الصالح، يمنى، ميار ويوسف
الى صديقاتي أسماء وأمينه
ألف رحمة على الروح التي فقدناها الى المرحوم الأستاذ نور الدين ميباكي وعلى كل موتانا.

$\hat{\gamma}$	Adiabatic index $\in [4/3, 5/3]$
$M_{\odot}$	Apparent magnitude = -26.7
t'_{ex}	Co-moving frame expansion time
M_0	Ejected mass from GRB central engine
p	Electron index $2 < p < 3$
m_e	Electron mass = $9.10938215 \times 10^{-24}g$
n'	Electron number density
ε_e	Electronic energy fraction $\in [0, 1]$
e	Elementary charge = $4.80320427 \times 10^{-10}Fr$
e'	Energy density
θ	Half opening angle $\in [0^\circ, 10^\circ]$
H	Hubble constant = $71km s^{-1}/Mpc$
E_k	Initial kinetic energy
c	Light speed = $2.99792458 \times 10^{10}cm/s$
Γ	Lorentz factor
k	Numerical parameter $\in \{0, 3/2, 2\}$
ε_B	Magnetic energy fraction $\in [0, 1]$
a	Parameter of maximum Lorentz factor $\in [1, 10]$
m_p	Proton mass = $1.672621637 \times 10^{-24}g$
z	Redshift
$m_{\odot}$	Solar mass = $1.9884 \times 10^{33}g$

m	Swept-up mass
t'_{syn}	Synchrotron cooling time
σ_T	Thomson cross section = $6.65 \times 10^{-25} cm^2$
erg	Unit of energy = $10^{-7} J$

مقدمة عامة

انفجارات أشعة غاما 'Gamma Ray Burst (GRB)' عبارة عن ومضات من أشعة غاما عالية الطاقة (~ $10^{51} - 10^{54} \text{ erg}$)، تنبعث في وقت قصير جدا (تمتد حوالي $10^{-3} \sim 10^3 \text{ s}$). أي بطلاقة —————
'Fluence' ($\sim 10^{-8} - 10^{-3} \text{ erg.cm}^{-2}$). عادة ما تكون متبوعة بأشعة لاحقة متعددة الطول الموجي حيث تغطي نطاقا واسعا من الترددات، إنطلاقا من أشعة غاما والأشعة السينية إلى موجات الراديو، بما في ذلك الأشعة فوق البنفسجية والمرئية والأشعة تحت الحمراء. هذا الجزء اللاحق من الانبعاثات هي مجال دراستنا في هذه الرسالة. تعتبر انفجارات أشعة غاما من أعنف الإشعاعات الانفجارية الكونية بعد الانفجار العظيم 'Big-Bang'. بمتوسط رصد ثلاثة أحداث يوميا. لوحظت هذه الأشعة الأكثر إضاءة في الفيزياء الفلكية (بسطوع $10^{51} - 10^{53} \text{ ergs}^{-1}$) أول مرة عن طريق الصدفة في نهاية الستينات من خلال سلسلة أقمار فيلا Vela¹ التابعة لسلاح الجو الأمريكي [1]، حيث طرحت عدة أسئلة عن طبيعة هذه الأشعة [2-15]. من بينها التساؤل عن أصلها، حيث طرحت فرضيتان ظلتا مثيرتين للجدل لفترة طويلة: (1) فرضية الأصل المجري و (2) فرضية أن أصل هذه الأشعة هو من خارج المجرة أو أنها أشعة كونية. و من أجل تحري حقيقة أصلها قررت عدة مهمات فضائية متمثلة في إرسال مجموعة من الأقمار الصناعية إلى الفضاء الخارجي (على سبيل المثال: (1991) CGRO²، (2000) HETE-2³ [16]، Fermi-GLAST، (2008)⁴). كما بنيت عدة مراصد أرضية (على سبيل الذكر VLBI(1967)⁵، VLT(1987)⁶، TAROT(1995)⁷). سنة 1995 تم الكشف لأول مرة عن صورة توضح أن توزيع الومضات الضوئية لا يتركز في مركز الخريطة الخاصة بمجرتنا (أو ما يسمى بدائرة الإستواء السماوية) بل متماثل المناحي 'Isotropy' في السماء الكونية للمجرة. أي أن

¹https://space.skyrocket.de/doc_sdat/vela.htm

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro.html>

³<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/hete2/hete2.html>

⁴<https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

⁵<https://www.evlbi.org/>

⁶<https://www.eso.org/public/teles-instr/paranal-observatory/vlt/>

⁷<https://www.eso.org/public/teles-instr/lasilla/tarot/>

مصدر هذه الحزم الضوئية عالية الطاقة هي المجرات البعيدة عنا، ومنه تم إلغاء فرضية الأصل المجري 'Galactic'. ويعود الفضل في هذا لمرصد كومبتون لأشعة غاما CGRO (ناسا) الذي أكد الأصل الكوني 'Cosmological' لانفجارات أشعة غاما. أكدت هذه الملاحظة سنة 1997 بواسطة القمر الصناعي الإيطالي الهولندي بيبو-ساكس (Beppo-SAX).⁸ حيث تم ولأول مرة رصد انبعاثات لأشعة سينية لما بعد انفجارات غاما، ومنه تحديد المجرة المضيفة من خلال أول قياس لقيمة الإنزياح نحو الأحمر $z = 0.835$ لـ *GRB970508*.

في أثناء البحث عن أصل الومضات الكهرومغناطيسية ومن خلال القمر الصناعي CGRO، ميز العلماء فئتين مختلفتين من انفجارات أشعة غاما. حيث تم إدراك وجود توزيع فترات الانبعاث لأشعة ما بعد انفجارات غاما والتي قسمت الى نوعين: (1) رشقات نارية طويلة بفترات تزيد عن الثانية (2) رشقات نارية قصيرة بفترات أقل من ثانيتين.

ربط علماء الفلك والفيزياء الفلكية في أكتوبر 2018 بين موجات الجاذبية المرتبطة بـ *GRB150101B* وبين انفجارات أشعة غاما *GRB170817A*، والتي ربما تم إنتاجها بنفس آلية الاندماج لنجمين نيوترونيين. بينما تم في سنة 2019 رصد انفجارات أشعة غاما الأعلى طاقة *GRB190114C*، ذات الانزياح نحو الأحمر $z = 0.4245$. سنحاول في هذه الرسالة دراسة التغيرات الهيدروديناميكية لانبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما، من خلال نمذجة البيانات الرصدية.

نقدم في الباب الأول من هذه الرسالة مقدمة عامة عن انفجارات أشعة غاما، وأيضا التعريفات الشاملة لأشعة ما بعد انفجارات غاما. بعدها نستعرض لمحة تاريخية لطريقة رصدها لأول مرة، مروراً بموجز عن البعثات الفضائية من الأقمار الصناعية والمراسد الأرضية. نتحدث أيضا في هذا الباب عن فئتين من المولدات 'Progenitor' اللتين عرفتا على أساس المدة التي تستغرقها الظاهرة، وهما انفجارات أشعة غاما الطويلة 'Long gamma-ray bursts' وانفجارات أشعة غاما القصيرة 'Short gamma-ray bursts' والتي يتم غالبا ربطهما على التوالي بنموذج الانهيار الذي يصف انهيار 'Collapsar' بعض النجوم الضخمة، ونموذج اندماج 'Coalescence' الثنائيات المدمجة كالنجوم النيوترونية أو نجم نيوتروني مع ثقب أسود.

بعد ذلك نعرض بعض النماذج البديلة التي تهدف إلى شرح الانبعاثات الفورية لانفجارات أشعة غاما وبالضرورة لانبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما. وهي نموذج المدفع 'Cannonball'، نموذج قذيفة المدفع 'Fireshell'، نموذج الطلقات 'Shotgun' ونموذج كرة النار 'Fireball' الذي يعتبر الأكثر استعمالا في الأبحاث. ثم نختم هذا الباب بشرح نوعين من الصدمات المقترحة: (1) الصدمات الداخلية 'Internal shocks' التي تنتج انبعاثات فورية

<https://www.ssd.csi.it/beppojax/8>

متمثلة في انفجارات أشعة غاما و (2) الصدمات الخارجية 'External shock' التي تنتج إنبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما. وهذا الأخير هو موضوع عملنا، والذي نخصص له البابين التاليين 2 و3.

خصصنا الفصل الثاني تحديدا لدراسة التطور الهيدروديناميكي للصدمة الخارجية. حيث نقوم بدراسة، مقارنة ونمذجة هذه الظاهرة عبر تقديم أربعة نماذج هيدروديناميكية: نموذج شاينغ وديرمر Chiang and Dermer سنة 1999، نموذج هوانغ Huang et al. سنة 1999، نموذج فانغ Feng et al. سنة 2002 ونموذجنا الذي نشر عام 2021. الهدف من هذه الدراسة هو اعتماد النموذج الأكثر واقعية لوصف التطور الهيدروديناميكي للصدمة الخارجية، ثم محاكاة الحلول المستخرجة من النماذج المعتمدة لكل أطوار الظاهرة مع البيانات الرصدية 'Data'، وهو موضوع الباب الثالث. حيث اعتمدنا على النماذج الثلاثة الأخيرة. أين اقتصرنا على دراسة الإشعاعية على إشعاع سنكروترون 'Synchrotron (OTS)' باعتباره آلية الانبعاث الأساسية. ثم تأثيرات آلية من آليات الامتصاص حيث نخص بالدراسة الامتصاص الذاتي السنكروتروني 'Synchrotron self-absorption (SSA)'. مع إهمال آليات التشتت مثل انعكاس كومبتون 'Inverse-Compton (IC)'. من ناحية أخرى لا يؤخذ بعين الاعتبار تأثير تأخير الفوتونات المنبعثة من خطوط العرض العالية 'Lateral expansion' لكرة النار الكروية في هذا العمل. نهي هذا الفصل بمقارنة منحنيات الضوء المحسوبة مع تلك التي تم رصدها، بشكل أساسي مع بيانات *XRT – Swift* للأشعة السينية.

نهي هذه الرسالة بخاتمة عامة تلخص مختلف النتائج المتحصل عنها ومقارنتها بالدراسات السابقة [17-22].

الباب 1

مدخل عام عن أشعة ما بعد انفجارات غاما

1.1 مقدمة

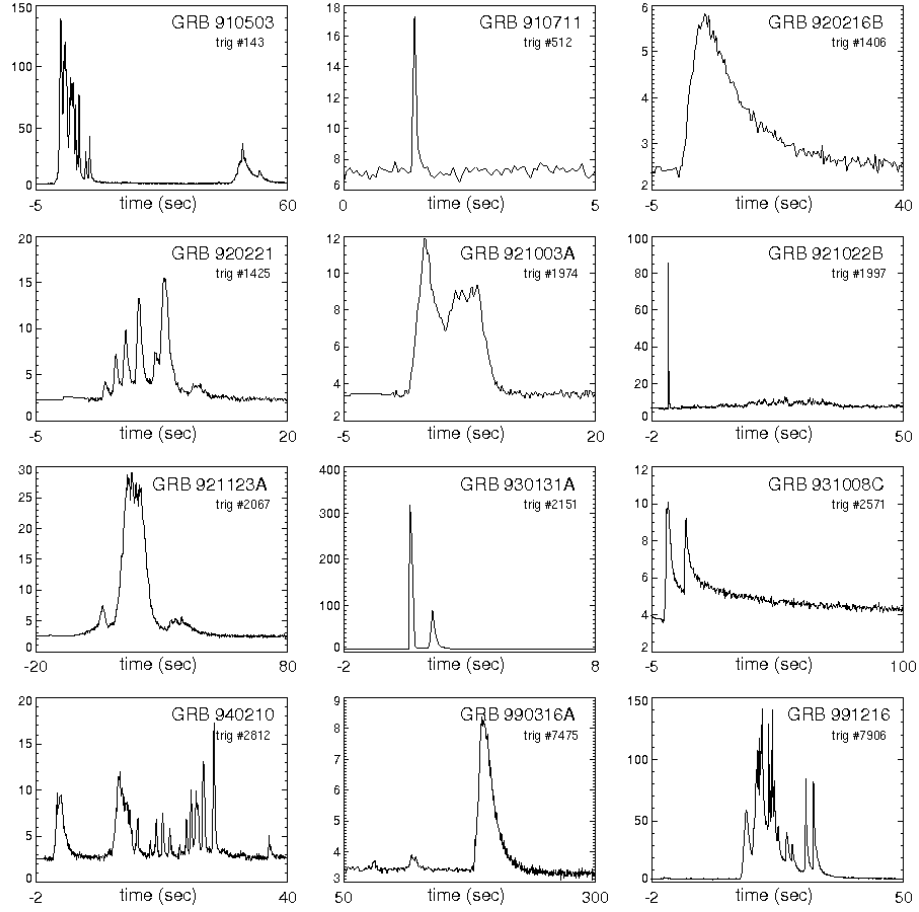
نعرض في هذا الباب الأول ملخصاً عاماً عن تاريخ انفجارات أشعة غاما، بالأخص بعد طريقة الاكتشاف التي كانت محض صدفة لانبعثات أشعة غاما، مروراً بموجز عن البعثات الفضائية من الأقمار الصناعية والمرصد الأرضية. سنتحدث أيضاً عن النماذج التي تهدف إلى شرح الانبعثات الفورية لأشعة انفجارات غاما وبالضرورة لانبعثات أشعة ما بعد انفجارات غاما. حيث ستركز عملنا على نموذج المقذوفة المتسارعة التي تحمل بين طياتها الإزدواجية في التعامل بين كرة النار وموجة الانفجار. سنتكلم أيضاً على انفجارات أشعة غاما الطويلة وانفجارات أشعة غاما القصيرة والتي غالباً يتم ربطهما على التوالي بنموذج الانهيار الذي يصف انهيار النجم الضخم، ونموذج اندماج الثنائيات المدمجة كالنجوم النيوترونية أو نجم نيوتروني مع ثقب أسود.

2.1 تعاريف عامة

1.2.1 انفجارات أشعة غاما

انفجارات أشعة غاما 'Gamma Ray Burst (GRB)' عبارة عن ومضات من أشعة غاما تصدر في مدة قصيرة جداً ($10^{-3} - 10^3 s$) وتغطي نطاقاً واسعاً جداً من الطاقة (من keV إلى TeV)، وشديدة التدفق ————— 'Flux' ($10^{-7} - 10^{-4} erg.s^{-1}.cm^{-2}$)، أين ($1erg = 10^{-7} J$). حيث يقدر إجمالي الطاقة الكلية لانفجارات

أشعة غاما بترتبة $(10^{51} - 10^{-54} \text{erg})$ (الشكل 1.1). ترصد بمعدل حدثين في اليوم وباتجاه يشمل كل الاتجاهات من الفضاء الواسع، أي بموقع عشوائي في السماء [24].



الشكل 1.1: بعض البيانات الرصدية لانفجارات اشعة غاما والتي تمثل تغيرات عدد النبضات في وحدة الزمن [23].

من كل ما سبق صنفت هذه الإنبعاثات فيزيائيا على أنها من أقوى الانفجارات في الكون بعد الانفجار العظيم. حيث نلاحظ ذلك من خلال القياسات لقوة السطوع 'Luminosity' للإنزياح نحو الأحمر 'Red shift'. نأخذ أقرب نجم لنا لكرة الأرض وهي الشمس، أين يقدر سطوعها ب 10^{33}ergs^{-1} . بينما لو جمعنا كل نجوم مجرتنا فإن سطوعها لا يتجاوز 10^{44}ergs^{-1} . أما الأنوية المجرية النشطة 'Active Galactic nucleus (AGN)' والتي تعد من أشد الأجرام السماوية سطوعا في الكون، خصوصا مع وجود ثقب أسود ذو كتلة كبيرة التي يبلغ مقدار السطوع فيها كقيمة عظمى ب 10^{48}ergs^{-1} . وعليه تعد انفجارات أشعة غاما التي يقدر سطوعها ب 10^{53}ergs^{-1} من أكثر الأجرام السماوية سطوعا (الجدول 1.1). وذهب البعض إلى الإدعاء على كونها المسؤولة

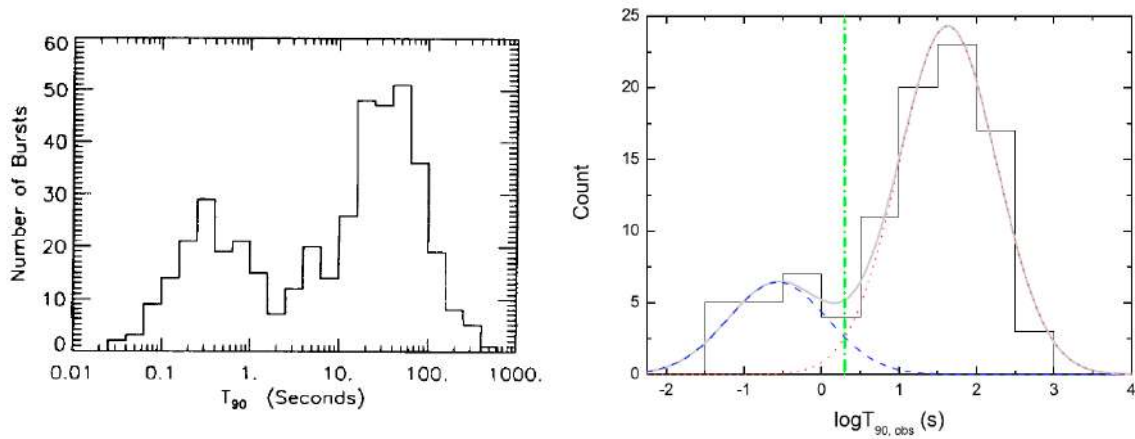
عن الانقراض الجماعي الذي تعرضت له الأرض قبل ملايين السنين.

Astronomical object, cosmic bodies	Luminosity [$ergs^{-1}$]
Sun	$\sim 10^{33}$
Milky Way Galaxy (Total star-light)	$\sim 10^{44}$
Active Galactic Nuclei	$\sim 10^{48}$
GRBs	$\sim 10^{53}$

الجدول 1.1: ملخص لسطوع بعض الأجرام الكونية.

تعتمد تسمية انفجارات أشعة غاما باختصار الحرف الأول من كل كلمة بتعبيرها الإنجليزي GRB، ثم يليها السنة، الشهر واليوم. وإذا تم رصد إنبعاثات أخرى لنفس اليوم يضاف حرف لاتيني A ثم B وهكذا بالتسلسل حسب زمن الاكتشاف.

بعد دراسة توزيع مدة عدة انفجارات أشعة غاما (T_{90})¹ التي سجلتها بعثات الأقمار الصناعية المختلفة (الشكل 2.1)، صُنفت هذه الانفجارات إلى قسمين: (1) انفجارات أشعة غاما طويلة المدى $LGRB$ مدته أكبر من 2s و (2) انفجارات أشعة غاما قصيرة المدى $SGRB$ مدته أقل من 2s. لكل منها مصادر طبيعية مختلفة.



الشكل 2.1: التوزيع الزمني لانفجارات أشعة غاما طويلة المدى و انفجارات أشعة غاما قصيرة المدى، بواسطة $BATSE$ [25] على اليسار، ويميناً بواسطة $Swift$ [26].

حيث يُعتقد أنه غالباً ما تكون $LGRB$ [27] النوع الأكثر شيوعاً، مرتبطة بانفجار نجم ضخم (30 – 20 من كتلة الشمس) يكون أحياناً مصحوباً بانفجار المستعرات العظمى. يتشكل ثقب أسود أثناء الانهيار وتتكلم المادة

¹ قياس الوقت المنقضي بين 5% و 95% من الظاهرة المدروسة

التي تحيط بها فتشكل قرصاً تراكمياً، يساهم هذا الأخير في تكوين المقذوفة 'Jet' المادية لكرة النار (الشكل 3.1). أما SGRB [28] فهو مرتبط باندماج ثنائيات النجوم النيوترونية أو ثنائيات نجم نيوتروني وثقب أسود، والذي يرافقه أحيانا مستعر ماكرو 'Kilonova'. ينتج نفس ما حدث في النوع الأول من ثقب أسود وقرص تراكمي 'Accretion disk' لكن بمادة تراكمية أقل من سابقتها، وهو ما يفسر صغر المدة الزمنية في الصنف الثاني. تكون هذه الأنظمة مصدرا من مصادر موجات الجاذبية [29] (الشكل 3.1)².



الشكل 3.1: صورة افتراضية لانفجارات أشعة غاما بصنفها طويل المدى (يسار) وقصير المدى (يمين).

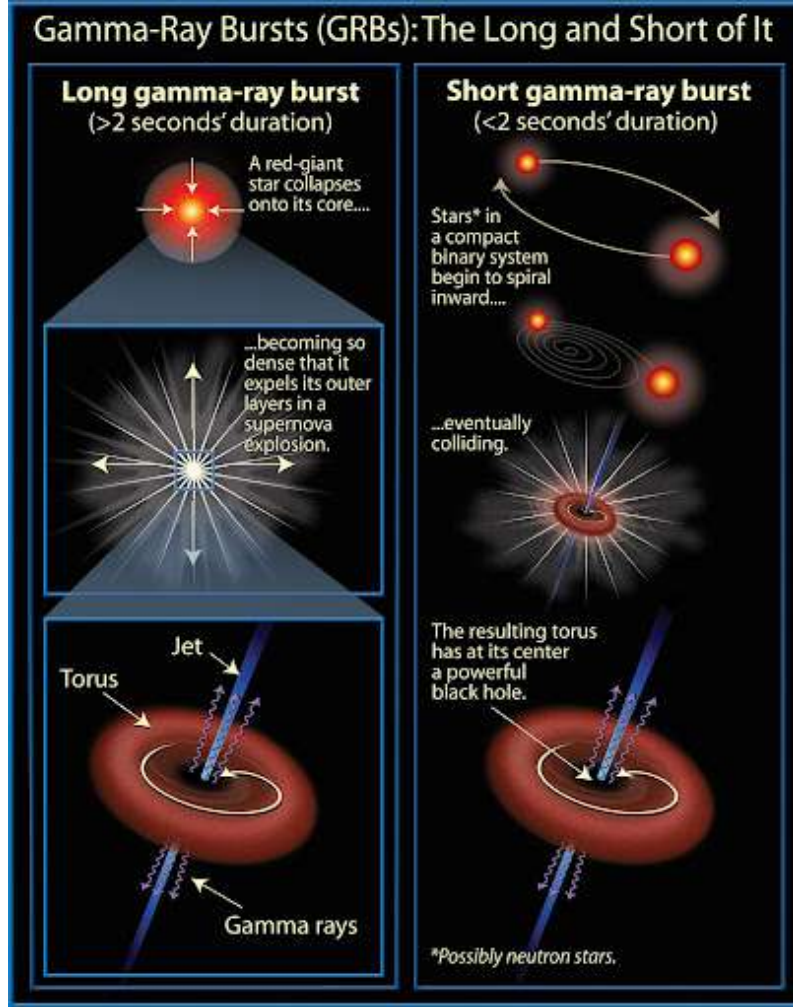
نلخص كل ما سبق في الشكل (الشكل 4.1) الذي يجمع المراحل التي يمر بها تكوين المقذوفة النسبوية لكل من صنفين انفجارات أشعة غاما

2.2.1 أشعة ما بعد انفجارات غاما

يتبع وميض انفجارات أشعة غاما انبعاثات متأخرة عنها تشمل نطاقا واسعا من الترددات، بدء من أشعة غاما والأشعة السينية إلى الموجات المرئية وموجات الراديو (الشكل 5.1). حيث يمكن أن يستمر بعد الدقائق الأولى من الانفجار إلى بضعة أسابيع وهي المرحلة الأطول. كان أول اكتشاف له سنة 1997 [32] أي بعد 30 سنة من اكتشاف الحدث الأول. حيث تنبأت بعض الدراسات بوجود هذه الأشعة [33-35]، والتي عبر عنها بعد ذلك من خلال العديد من الأرصاد. وجد أن هذه المنحنيات الضوئية تحتوي العديد من الكسور 'breaks' والتي هي عبارة عن تركيب عدة منحنيات القوة 'power law' لكل نطاق طاقي معطى. حيث تعبر عن تباطؤ موجة الانفجار 'Blast-wave' ومنه تناقص في قوة الصدمة وهذا بعد المرحلة الأولية التي تأخذ شكلا متزايدا. ومنه يعبر عن كثافة التدفق 'Flux density' $F(\nu, t)$ بالعلاقة المقربة التبسيطية:

$$F(\nu, t) \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta} \quad (1.1)$$

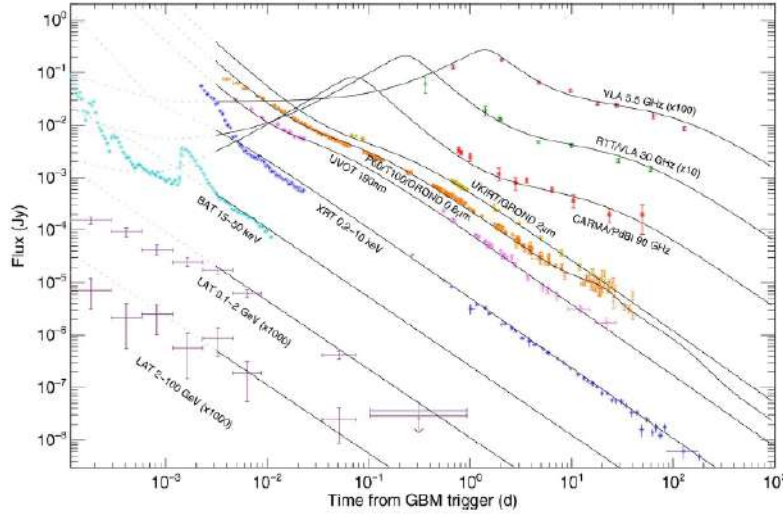
تمثل α و β على التوالي المؤشر الزمني والمؤشر الطيفي. غير أن هذا الوصف غير كافٍ لتفسير سمات عديدة لمنحنيات الضوء (مثل التوهجات 'Flares') أثناء انبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما 'Gamma Ray Burst Afterglows' بكل أطوالها الموجية المختلفة.



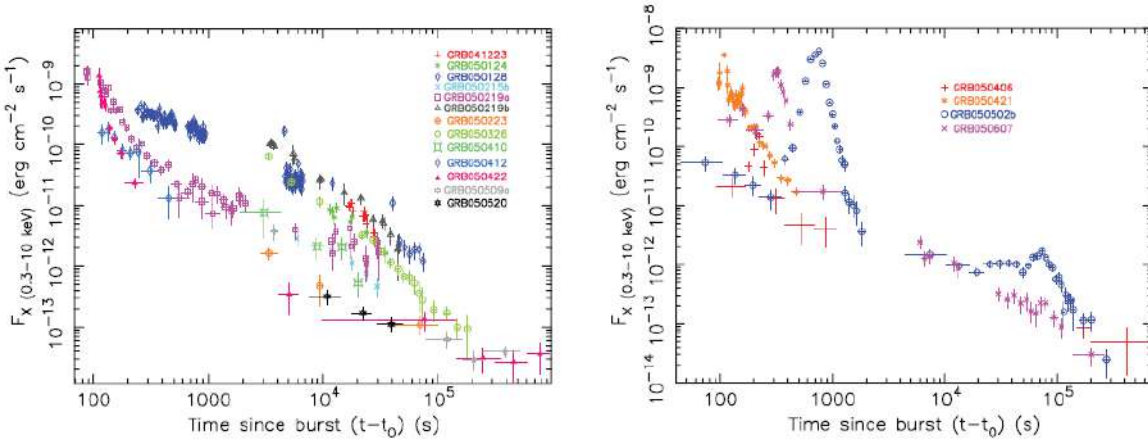
الشكل 4.1: صورة افتراضية تعبر عن المراحل التي يمر عبرها النموذج المقترح لإنهيار النجمة لانفجارات أشعة غاما الطويلة على اليسار. أما على اليمين، فهو لنموذج الاندماج من أجل انفجارات أشعة غاما القصيرة [30].

يعتبر الإشعاع السنكروتروني الآلية الأساسية للانبعاث في إطار الصدمة الخارجية إلى الأمام 'Forward shock'. وفيما يلي نصف بالتفصيل أشعة ما بعد انفجارات غاما السينية 'X-rays Afterglows'، كمثال وأيضاً بفضل العدد الهائل من البيانات الرصدية خصوصاً بواسطة القمر الصناعي *Swift*. حيث يتكون المنحنى الضوئي المتعارف عليه لنطاق الأشعة السينية من خلال الشكل 7.1 من خمسة أجزاء، وليس شرطاً وجودها لهذه الأجزاء الخمسة مجتمعة في نفس المنحنى (الشكل 6.1)، والتي تمثل سلوكاً مختلفاً لكل جزء حيث يمكن ربطه بتفسير أو

أصل معين.

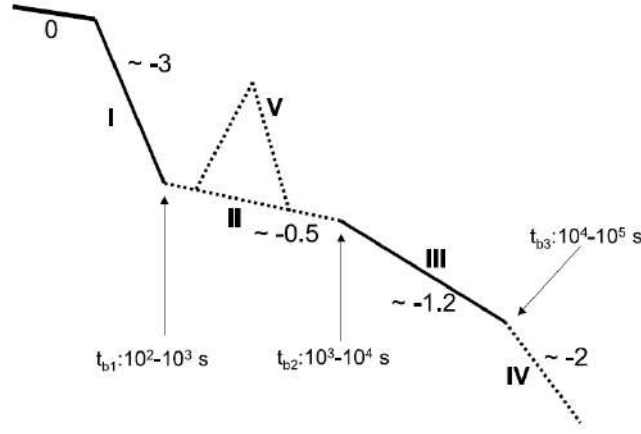


الشكل 5.1: منحنيات الضوء لانبعثات أشعة ما بعد انفجارات غاما متعدد الأطوال الموجية لـ *GRB130427A* من نطاق الراديو إلى نطاق الطاقات العالية. [31].



الشكل 6.1: منحى بياني لأشعة ما بعد انفجارات غاما السينية (0.3 – 10keV) من خلال القمر الصناعي *Swift* [36].

من خلال العديد من الدراسات للبيانات الرصدية [38-46] ، نلخص أدناه المناطق الخمسة المتعارف عليها في النقاط التالية:



الشكل 7.1: منحنيات الضوء لأشعة ما بعد انفجارات غاما السينية القياسية المتعارف عليها بجميع مراحلها الخمسة التي تمر عليها [37].

- المرحلة الأولى (I): تتميز بالتناقص الحاد بميل قدره -3، وهو نفسه المؤشر الزمني. أظهرت الدراسات [47-49] أن هذه المرحلة هي عبارة عن جزء مرصود من الانبعاثات الأولية لانفجار أشعة غاما، ويسمى أيضا بالذيل. تستمر هذه المرحلة $10^2 - 10^3 s$.

- المرحلة الثانية (II): يطلق عليها مرحلة الهضبة 'Plateau' والتي تتميز أيضا بالتناقص القليل، بميل نموذجي قدره -0.5، أي أنه لا يوجد تطور طيفي بشكل أساسي. تدوم هذه المرحلة لمدة تقديرية مدتها $10^3 - 10^4 s$. تعتبر هذه المرحلة الأقل فهما، رغم أنه يوجد من يفسرها على أنها التناقص الطبيعي للصدمة الخارجية إلى الأمام [36, 37, 50].

- المرحلة الثالثة (III): تسمى أيضا بمرحلة التناقص الطبيعية [51] حيث تبلغ قيمة الميل -1، وهي القيمة النموذجية المتوقعة في نموذج الصدمة الخارجية إلى الأمام لإشعاع السنكروترون. وهو نفس تفسير المرحلة السابقة واللاحقة والذي يفصل بينها هو الانكسار الذي يحدث للتغير الهندسي لفتحة كرة النار (تأثير إنبهار المقذوفة). تأخذ المدة الزمنية $10^4 - 10^5 s$.

- المرحلة الرابعة (IV): أو مرحلة التناقص الحاد المتأخرة والأخيرة [52, 53]، والتي يبلغ ميلها حوالي -2. هذه المرحلة أيضا متوقعة في نموذج الصدمة الأمامية الخارجية.

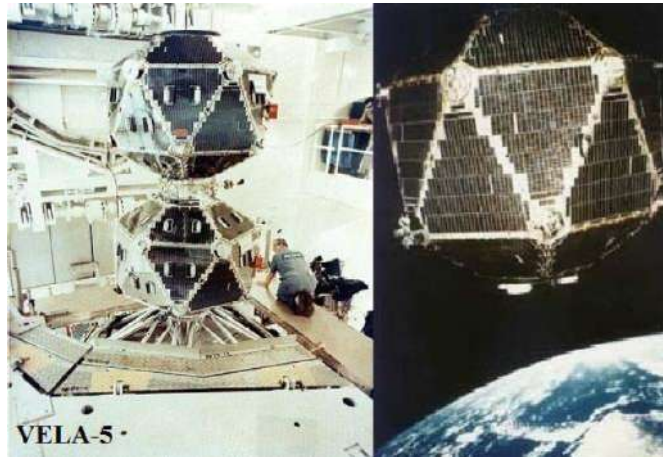
- مرحلة التوهجات (V): 'Flares' التي تم رصدها أول مرة بواسطة المركبة *HETE-II*، لكن دراستها بشكل أكثر كان بواسطة المركبة *Swift*. حيث وحسب هذه الأخيرة صنف أن نصف انفجارات أشعة

غاما لها توهج وحيد. تظهر غالبا هذه التوهجات في المرحلة II، أين يتميز المنحنى الطيفي للتوهجات بإتباع القانون القوة. تبدي نفس سلوك انفجارات أشعة غاما لذا يرحح أحيانا أنهما من نفس الأصل والذي يختلف عن أصل أشعة ما بعد انفجارات غاما [54,55].

3.1 نبذة تاريخية

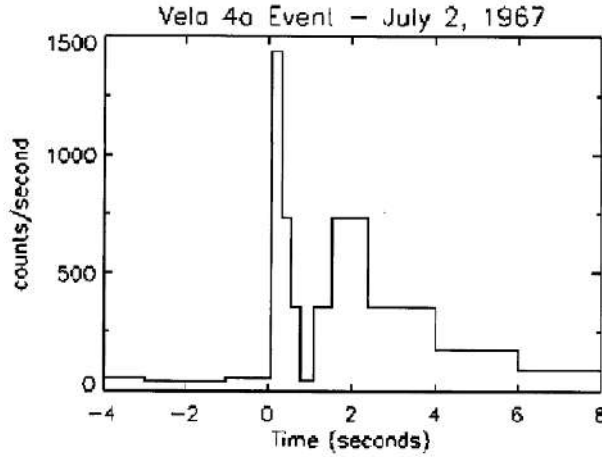
'صدفة الاكتشاف'، حيث يعود اكتشافها لأول مرة إلى فترة الحرب الباردة، أين عقدت معاهدة للحظر الجزئي للتجارب النووية سنة 1963 الموقعة من طرف كل من الولايات المتحدة الأمريكية، اتحاد الجمهوريات الاشتراكية السوفيتية وبريطانيا لوقف التجارب النووية في الغلاف الجوي. غير أن ذلك لم يمنع الأمريكيين من إرسال سلسلة من الأقمار الصناعية (*Vela*) والتي تتكون من 12 مركبة، من سنة 1963 إلى سنة 1970 (الشكل 8.1) لمراقبة تطبيق المعاهدة خصوصا من قبل الروس. فتم تجهيز هذه الأقمار الفضائية بأجهزة كشف عن الأشعة السينية، غاما و النيوترونات [57,58].

2 جويلية 1967 وعلى الساعة 19:14 UT، رصد القمر الصناعي *VELA-4* وميضا مكثفا لأشعة غاما (الشكل 9.1)، والذي نُسب على الفور إلى تجربة نووية روسية. ليتضح بعد تحليل باستخدام طريقة التثليث³ [59] 'Triangulation method' أنها طاقة إشعاعية مصدرها الفضاء، وليس من روسيا ولا من أي بقعة على الأرض.



الشكل 8.1: أحد الأقمار الصناعية لسلسلة الأقمار (*Vela*) قبل إطلاقها [56].

³ دراسة مفصلة لطريقة التثليث من أجل *GRB200415A* في المرجع رقم [60]



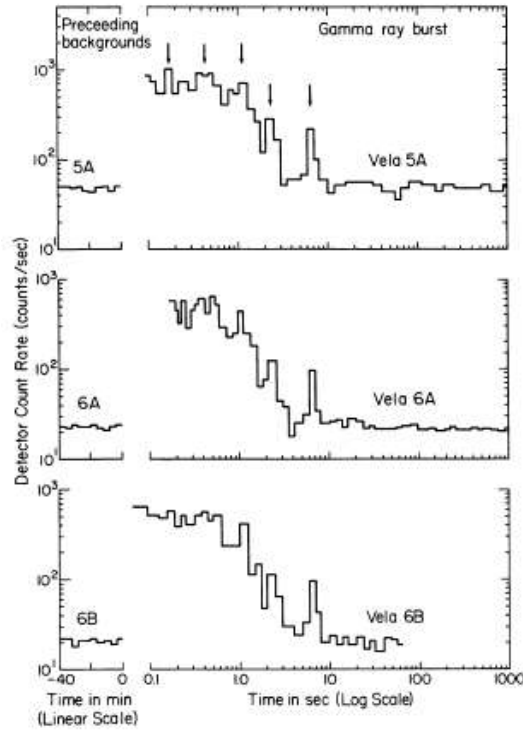
الشكل 9.1: بيانات الحدث الأول لانفجار أشعة غاما ، الذي تم اكتشافه في عام 1967 بواسطة المسبار *VELA - 4* [1].

أعلن هذا الاكتشاف لأول مرة بعد 5 سنوات، وكان هذا بنشره في مقال بالمجلة العلمية الشهيرة *The Astrophysical Journal* سنة 1973 [1]. بعد أن تم دراسة 16 انفجارات أشعة غاما، من بينها ما هو موضح في الشكل 10.1 من وميض غاما المسجلة بواسطة ثلاثة أقمار صناعية مختلفة من سلسلة *VELA* ليوم 22 أوت 1970. بعد كل هذه الملاحظات، حدد الباحثون فئة جديدة من المصادر الفيزيائية الفلكية ذات الطاقة العالية (انظر الشكل 11.1)، تسمى "انفجارات أشعة غاما" (باللغة الإنجليزية *Gamma Ray Bursts*، يتم اختصارها بـ *GRBs*).

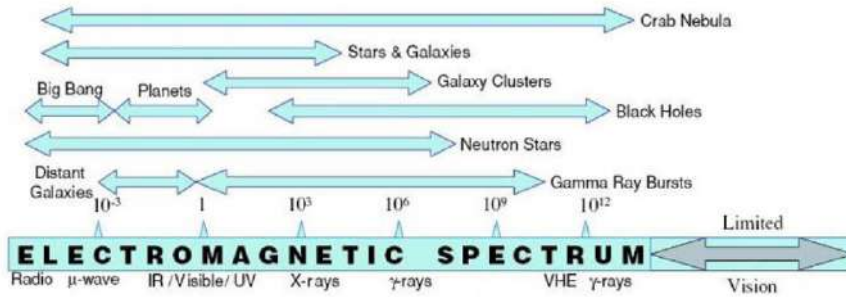
بعد هذا الاكتشاف، برزت عدة أسئلة الى الواجهة، تركزت في النقاط التالية:

- طبيعة مصادر هذه الأشعة النابعة عن انفجارات غاما؟
- توزيعها في الخريطة الكونية، هل هو متماثل المناحي أو مستو؟
- آليات الإشعاع التي تنتجها (حرارية أو غير حرارية)؟
- الومضات من أصل مجري أم خارج المجرة؟

فتالت بعد ذلك بعثات الأقمار الصناعية الفضائية وبناء المراصد الأرضية من أجل فك طلاسم هذه الومضات الإشعاعية عالية الطاقة [7, 9, 11, 12, 62–64].



الشكل 10.1: منحنيات أشعة انفجارات غاما ليوم 22 اوت 1970 التي سجلتها سلسلة أقمار *VELA*. تشير الأسهم إلى وقت رصد لقمم أشعة غاما المشتركة بين الأقمار الصناعية الثلاثة.

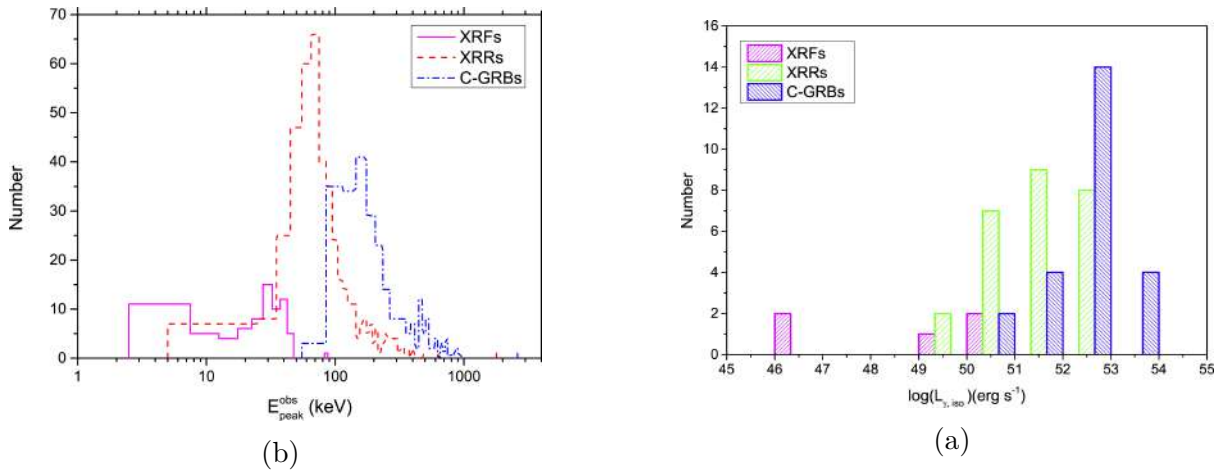


الشكل 11.1: مجال الطاقة لأشعة انفجارات غاما و الظواهر الكونية الأخرى [61].

4.1 البعثات الفضائية لرصد انفجارات أشعة غاما

1.4.1 العصر المظلم (1973 – 1991)

بعد أول إعلان عن رصد انفجارات أشعة غاما والى غاية سنة 1991، أين أطلق عليه بالعصر المظلم. كانت وتيرة فهم أصل انفجارات أشعة غاما بطيئة، حيث أن البيانات الرصدية شحيحة نظرا لعدم وجود أقمار صناعية بالتطور الحاصل اليوم، لحل الغموض الذي بقي محيطا بها، كعدم القدرة على معرفة أين تتموضع هذه الأشعة بمعنى آخر موقعها من الفضاء. وأيضا رصد نوع آخر من انفجارات أشعة غاما [65] (الشكل 12.1).



الشكل 12.1: التوزيع البياني لـ $GRBs$ ، $XRRs$ و $XRFs$ بدلالة الطاقة b ومقدار السطوع a [66].

لكنه لم يمنع من تطوير العديد من النماذج النظرية [67] (حوالي 118 نموذجا) إعتمادا على رصد حوالي 500 انفجار أشعة غاما باستخدام عدة أقمار صناعية، على سبيل المثال *Konus*، *Apollo16*، *UHURU* و *Ginga*. وضعت أول قائمة سميت بـ *KonusGRB* [68, 69] كأول دليل على وجود فئتين من هذه الانفجارات الطويلة والقصيرة. أيضا تحديد النجوم النيوترونية خارج مجرتنا كمصادر لانفجارات أشعة غاما [70]، وخصوصا الجدل بين الأصل الكوني أي غير المجري لهذه الانفجارات [71, 72] والأصل المجري [73]. رغم كل الدراسات السابقة التي أحيانا تنبأ بجانب من حقيقة لاحقة، لكن أقرب هذه النماذج لسيناريو انفجارات أشعة غاما هو تفسير ستيرلينغ كولجيت [74] بعنوان "صدمة انفجار المستعر الأعظم".

2.4.1 القمر الصناعي *CGRO* (العصر الذهبي 1991 – 2000)

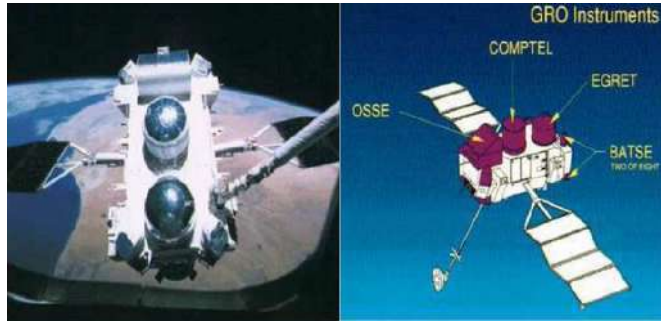
أطلق القمر الصناعي *CGRO* (Compton Gamma Ray Observatory) في أبريل 1991 من قبل وكالة الناسا (الشكل 13.1⁴). حيث يحمل على متنها أربعة كاشفات:

• *BATSE* (Burst and Transient Source Experiment)

• *OSSE* (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment)

• *COMPTEL* (Imaging Compton Telescope)

• *EGRET* (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope)



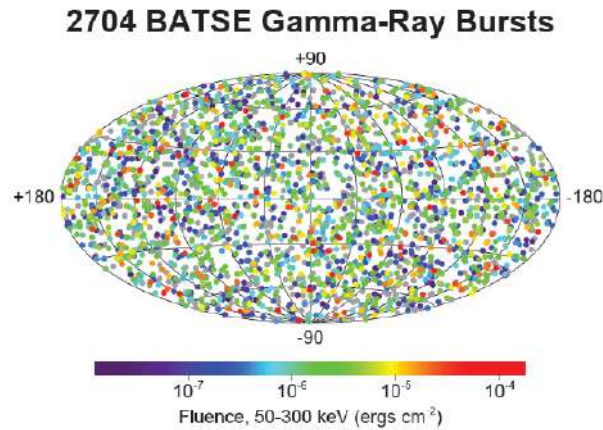
الشكل 13.1: القمر الصناعي *CGRO* على يمينه الكواشف الأربعة التي يحملها على متنه [75].

أحدثت تجربة *BATSE* ثورة في البحث حول انفجارات أشعة غاما، وتحقيق القفزات الأولى لفهم طبيعتها، وكان ذلك من خلال رصد هذه الانفجارات الذي كان بمتوسط رصد واحد في اليوم. حيث كشف بعد رصد ل 2704 حدث لمدة عشر سنوات عن صورة توضح أن توزيع الومضات الضوئية لا يتركز في دائرة الإستواء المجرية، بل متماثلة المناحي 'Isotropy' في السماء الكونية للهجرة [76]. أي أن مصدر هذه الحزم الضوئية عالية الطاقة هي المجرات البعيدة عنا، ومنه تم إلغاء فرضية الأصل المجري (الشكل 14.1). خصوصا اذا قارناها مع الشكل 15.1 حيث ينجلي منها أنواع أخرى من التوزيعات.

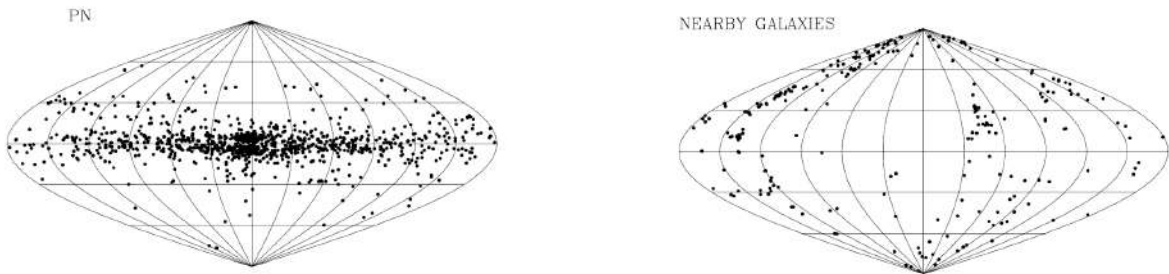
ولأنه العصر الذهبي فمن خلاله تم تأكيد وجود فئتين من انفجارات أشعة غاما بشكل قطعي [79] بناءً على المدة الزمنية. وهي انفجارات أشعة غاما طويلة الأمد وانفجارات أشعة غاما قصيرة المدة، حيث تصل مدتها حوالي

⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro.html>

2s. أيضا تم تجميع أطيف كانت الأولى من نوعها التي تدل عن السلوك غير الحراري، رغم عدم انتظام منحنيات الطاقة [80].



الشكل 14.1: تمثيل توزيع الومضات الضوئية لأشعة انفجارات غاما الخاصة بمجرتنا في السماء الكونية لمجرة درب التبانة [24].



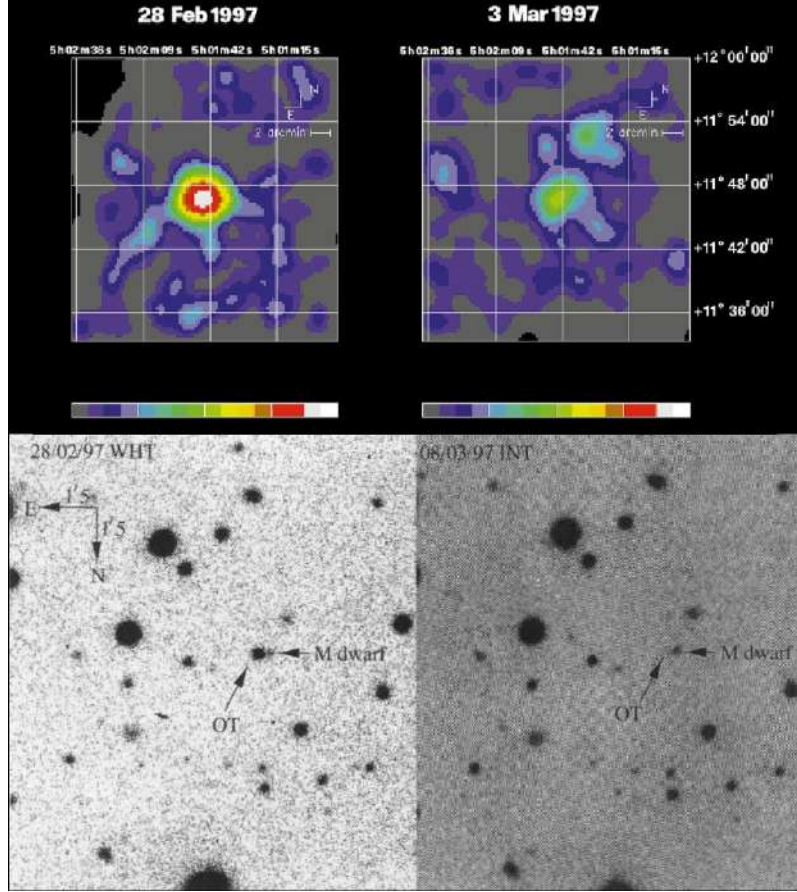
(a) توزيع 276 مجرة قريبة من مجرتنا حيث التوزيع غير منتظم (b) توزيع 1143 سديم كوكبي من مجرتنا حيث التركيز القوي في مستوى المجرة [77].

الشكل 15.1: تمثيل يوضح لنا أنواع أخرى من التوزيعات الخاصة بمجرتنا لسماء مجرة درب التبانة.

3.4.1 القمر الصناعي Beppo - SAX (1996 - 2002)

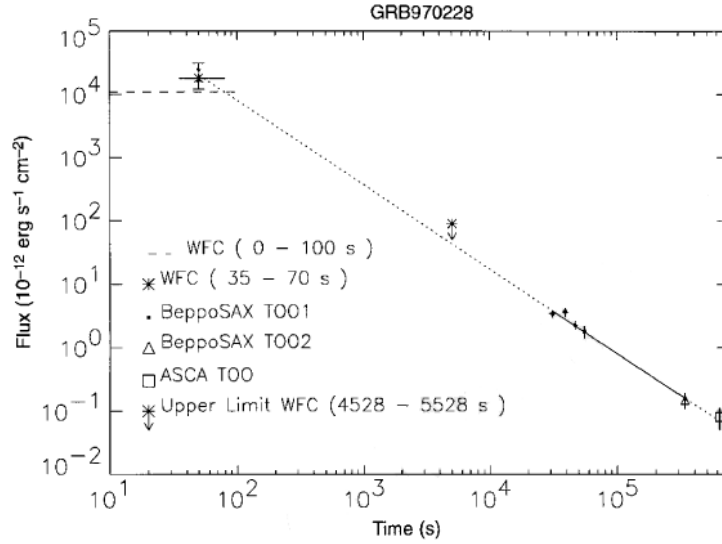
هو قمر صناعي إيطالي هولندي [81]، تم إطلاقه في 30 أبريل 1996. وقد تم تجهيز هذا القمر الصناعي بالعديد من أجهزة الكشف عن أشعة غاما مع مجال رؤية 4π str، ويغطي نطاق الطاقة $0.1 - 300 \text{ keV}$. زود أيضا بكامرتين من أجل تحديد مصدر الانفجار، بنطاق كبير للرؤية، حيث تم رصد 1082 انفجارا خلال مهمته [82]. كان الهدف الرئيسي من هذه المهمة هو السماح بتحديد موقع انفجارات أشعة غاما بدقة تصل إلى $3' \times 3'$ ، وهو

الذي سمح لأول مرة في 28 فيفري 1997 [32] من رصد أول أشعة ما بعد انفجارات غاما في نطاق الأشعة السينية. أين ظهر بعد بضع ساعات من انبعاث أشعة الحدث الأولي والذي يتثل في انفجارات أشعة غاما *GRB970228* (الشكل 16.1)، والذي أظهر تناقصا على شكل قانون القوة (الشكل 17.1).



الشكل 16.1: صورة لأشعة ما بعد انفجارات أشعة غاما السينية *GRB970228* ، في الصورة العلوية. حيث نلاحظ بعد 8 ساعات من الانفجار انخفاض في اللمعان من المصدر [32] . أما الصورة السفلية فهي لأشعة ما بعد انفجارات أشعة غاما في النطاق المرئي بواسطة تلسكوب *WHT* [83] .

بعد 28 ساعة ومن أجل دراسة أكثر، تم توجيه التلسكوب *William Hersechel Telescope (WHT)* [84] الموجود في جزر الكناري في نفس اتجاه القمر الصناعي *Beppo - SAX* من أجل المراقبة في النطاق المرئي وهو الذي كان بعد ثمانية أيام من الرصد. بعد ذلك بشهرين تم رصد شعاع ما بعد انفجارات غاما الراديوية من خلال المرصد الأرضي *Very Large Array (VLA)*، الذي فعل بعد رصد القمر الصناعي *Beppo - SAX* لانفجار اشعة غاما *GRB970508* [85] .



الشكل 17.1: تطور التدفق في نطاق الطاقة $2 - 10 \text{ keV}$ لانفجار $GRB970228$ ، وأول ملاحظة لانبعاثات ما بعد أشعة انفجارات غاما السينية بواسطة $Beppo - SAX$.

من خلال هذا الإكتشاف الجديد وبفضل المراصد الأرضية، وباستخدام أدوات التحليل الطيفي عالية الدقة، تم لأول مرة من قياس الانزياح نحو الأحمر بقيمة $z = 0.835$ ، لانفجارات أشعة غاما $GRB970508$ [86] التأكيد النهائي للأصل الكوني لانفجارات أشعة غاما، وبالتالي المسافة من المصدر أي المجرة المضيئة 'Host galaxy'.

يعرف الانزياح نحو الأحمر بالعلاقة التالية:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (1.2)$$

حيث λ_0 هو الطول الموجي المرجعي و λ_{obs} الطول الموجي المقاس.

4.4.1 القمر الصناعي *Swift* (2004)

تم إطلاق القمر الصناعي *Swift* في 20 نوفمبر 2004 [87]. حيث أن أحد الأهداف الرئيسية لهذه المهمة هو التوجيه السريع نحو مصدر الانفجار لمراقبة الأشعة الخاصة بنطاق الترددات فوق البنفسجية والمرئية. وهذا ما يجعل من الممكن دراسة انبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما المبكرة والانتقال بين الانبعاث الفوري والانبعاث

المتأخر. يشمل هذا القمر الكواشف التالية:

• *BATE* (Burst Alert Telescope)

• *XRT* (X-Ray Telescope)

• *UVOTL* (Ultra Violet/Optical Telescope)

• *EGRET* (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope)

بعد التوقع الجيد باتجاه الانبعاث الأولي للومضات عالية الطاقة، يتم إرسال إحدائيات إلى شبكة التلسكوبات الأرضية لإجراء عمليات رصد في النطاق المرئي وحتى في الأشعة تحت الحمراء خصوصا لمن يملكون انزياحا نحو الأحمر. لحد الآن تعتبر *Swift* من الأقمار الصناعية التي مازالت مستمرة بفعالية كبيرة، خصوصا في دراسة منحنيات الضوء التي تبين أنها أكثر تعقيدا من الواقع وتتكون من عدة مراحل.

5.1 المولدات

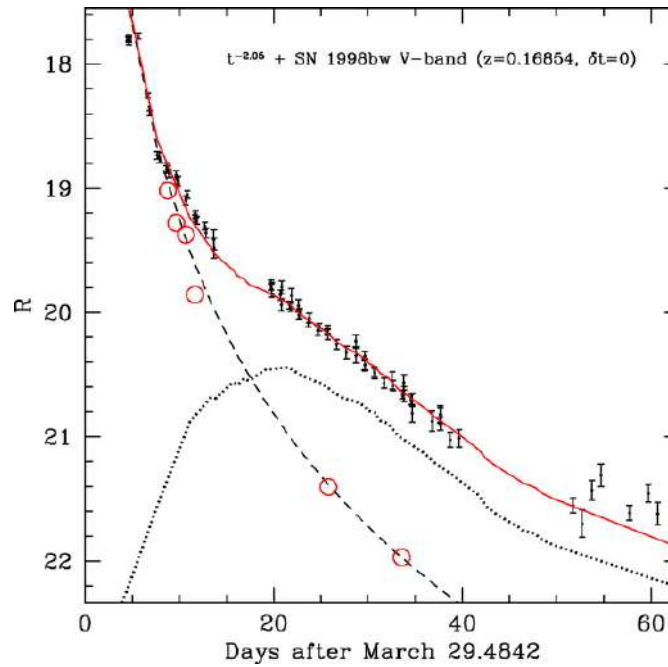
'Progenitors' في عملية نمذجة انفجارات أشعة غاما، يكمن الجزء الأكثر غموضاً في المحرك المركزي حيث لا يتوفر رصد مباشر لها وإنما بطريقة غير مباشرة، والتي يجب ان تستوفي شرط أن يكون انبعاث لإشعاع ذو طاقة كبيرة في مقياس زمني صغير، تستدعي هذه الشروط بدورها أن تترك بدورها ثقبا أسود محاطا بقرص تراكمي يدعى المحرك المركزي الذي تنبعث من خلاله المقذوفة النسبوية. أفضت العديد من البيانات الرصدية إلى الاعتقاد بأن موت النجوم الضخمة تنتج أشعة ما بعد انفجارات غاما الطويلة والتي عادة تكون مصاحبة بانفجار مستعرات عظمى. اما الدمج الذي يحدث لنظام ثنائي فهو المسؤول عن أشعة ما بعد انفجارات غاما القصيرة.

1.5.1 الانهيار

'Collapsar' تظهر الأرصاد أن معظم انبعاث انفجارات أشعة غاما الطويلة يتركز في مناطق قريبة من الأذرع الخارجية للمجرات المضيفة 'Host galaxy'. هذه المناطق هي مواقع عالية النشاط لتشكيل النجوم مما يؤدي إلى تكوين النجوم الفتية الضخمة. ومنه تولد هذه النجوم في مناطق السحب الغازية الكثيفة ذات التركيز العالي للمعادن. أين تم رصد بصمات المعادن في أطيايف أشعة ما بعد انفجارات غاما. من أكبر النجوم الأكثر نجاحا

في عملية النمذجة هي نجم وولف رايت [88] ⁵ بكثافة أكبر بعشرين مرة من كثافة الشمس، حيث تفقد غلافها الخارجي الذي يشكل الرياح النجمية القوية ومنه تفقد كل من مغلفات الهيدروجين والهيليوم قبل الانهيار، وهذا ما قد هذا سبب عدم احتواء المستعرات العظمى المرتبطة بانفجارات أشعة غاما الطويلة على خطوط الهيدروجين والهيليوم في أطيافها. كل ماسبق يؤكد الارتباط بين انفجارات أشعة غاما وانفجارات المستعرات العظمى. كمثال لذلك *GRB030329* [95] حيث نلاحظ ترافقا لانفجار مستعر أعظمي وأشعة ما بعد انفجار غاما الضوئية في النطاق *R* (الشكل 18.1). حيث تمثل الدوائر الحمراء أشعة ما بعد انفجارات غاما، بينما النقاط المتقطعة تمثل منحنى مستعر أعظمي، وعليه البيانات الرصدية التي يمثلها المنحنى الأحمر وهي مجموع إصدارات أشعة ما بعد انفجارات غاما والمستعر الأعظمي.

أحد المتطلبات الضرورية لهذا النموذج هو الزخم الزاوي العالي للنواة النجمية، حيث ينهار نجم سريع الدوران [96] في ثقب أسود ويولد قرصا تراكما، يمكن من خلاله إطلاق المقذوفتين باتجاهين متعاكسين بواسطة إبادة 'Annihilation' النيوترينو 'Neutrino' والنيوترينو المضاد 'Anti-neutrino'.

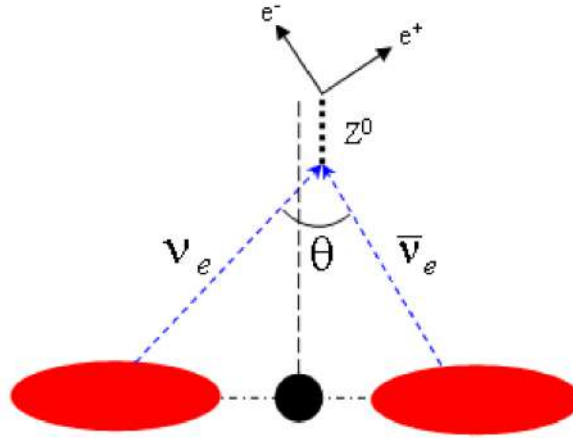


الشكل 18.1: تطور المنحنى الضوئي لأشعة ما بعد انفجارات غاما المصحوبة بمستعر أعظمي *GRB030329/SN* [95].

⁵توجد دراسات أخرى ترشح أجراما أخرى غير نجم وولف رايت لانبعاث انفجارات أشعة غاما الطويلة [89-92]

2.5.1 الاندماج

'Coalescence' بعد إطلاق *Swift* في أواخر عام 2004 ورصد أشعة ما بعد انفجارات غاما القصيرة، لوحظ أن المجرات المضيفة لهذه الفئة في معظمها مجرات إهليلجية وقديمة، أين تكون الانفجارات خارجها حيث يرجع معدل تكوين النجوم المنخفض لبعض المجرات المضيفة إلى عدم وجود نجوم ضخمة. يعتبر النموذج الأكثر مصداقية لإنتاج أشعة ما بعد انفجارات غاما القصيرة هو ذلك الذي يشمل اندماج ثنائيات من الأجرام المضغوطة مثل نجم نيوتروني - نجم نيوتروني أو ثنائي ثقب أسود - نجم نيوتروني. تم تأكيد اندماج الثنائيات [92-94] نجم نيوتروني - نجم نيوتروني خصوصاً بعد رصد الأمواج الجاذبية المرتبط لهذا النظام $GW - GRB$ في 17 أوت 2017 [97]. يقترب النجمان من بعضهما البعض عن طريق أمواج الجاذبية لتندمج عندما تقترب بدرجة كافية، فتشكل في النهاية ثقباً أسود محاطاً بقرص تراكمي. ليتم تكوين كرة النار من إنتاج أزواج إلكترون وبوزيترون النسبوية من إبادة النيوتريно والنوترينو المضاد (الشكل 19.1).



الشكل 19.1: إبادة النيوتريно والنوترينو المضاد من خلال القرص التراكمي.

6.1 نمذجة انفجارات أشعة غاما

نعرض في هذا القسم، النماذج المختلفة المقترحة من أجل توضيح أصل انفجارات أشعة غاما، على وجه الخصوص: نموذج كرة النار 'Fireball'، نموذج قذيفة المدفع 'Cannonball'، نموذج قذيفة النار 'Fireshell' ونموذج الطلقات 'Shotgun'.

1.6.1 نموذج كرة النار

نموذج كرة النار هو الأكثر انتشارا مقارنة بالنماذج المقترحة الأخرى [98-100]. فليس من السهل شرح نوعي الانبعاثين المرتبطين بانفجار أشعة غاما، أي الانبعاث الأولي والفوري وانبعاث أشعة ما بعد انفجارات غاما. تمر الطاقة المنبعثة أثناء انفجار المولدات عبر عدة مراحل قبل أن يتم رصدها على الأرض كأشعة. كما ذكرنا تحرر انفجارات أشعة غاما طاقة كبيرة $10^{52} \sim 10^{53} \text{erg}$ في مدة زمنية صغيرة جدا، وهو ما يدل على وجود كمية من الطاقة المقيدة في حجم يبلغ بالكيلومترات ($R < c\delta t \sim 3000 \text{km}$)، يؤدي إلى تكوين ما يدعى كرة النار المادية المكونة من إلكترونات وبوزوترونات $e^\pm$ وأشعة غاما وأحيانا باريونات. في هذه البنية لا يمكن للأشعة الهروب بالنظر لآلية إنتاج الأزواج. عبارة العمق الضوئي النسبي لتدقق F على مسافة d هي [101]:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{11}{180} \frac{\sigma_T d^2 (m_e c^2)^{-\alpha+1} F}{c^2 \delta t (\alpha - 1)} \left(\frac{E_{max}}{m_e c^2} \right) \Gamma^{-(2\alpha+2)} (1+z)^{-(2\alpha+2)} \quad (1.3)$$

حيث α هو المؤشر الطيفي للشعاع و E_{max} هو طاقة الفوتون العظمى. يؤدي الشرط $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ إلى $\Gamma \gtrsim 100$ ، لذلك تنتشر مقذوفة نسبية نحو الراصد. يتضمن التطور الديناميكي للكرة النارية ثلاث مراحل: التسارع 'acceleration'، المرحلة البينية 'coasting' والتباطؤ 'deceleration'.

مرحلة التسارع: تتمدد كرة النار بشكل ثابت مع تحويل الطاقة الحرارية الداخلية إلى طاقة حركية ($E_0 \propto \Gamma T' \sim c^{st}$) بدرجة حرارة $T' \propto R^{-1}$ في حالة السكون حيث R هي نصف قطر كرة النار. وعليه $\Gamma \propto R$ ومنه تزايد قيمة معامل لورينتز [98]، لتستمر حتى تصل لقيمة عظمى فتليها المرحلة الثانية.

المرحلة البينية: تنتشر كرة النار بمعامل لورنتز ثابت. حيث تستمر هذه المرحلة حتى يتم الوصول إلى ما يسمى نصف قطر التباطؤ، أين تبدأ كرة النار في التباطؤ بسبب تفاعلها مع الوسط المحيط. تعتبر هذه المرحلة هي الأقصر. مرحلة التباطؤ: أين تفقد كرة النار طاقتها وأين يحدث أيضا الصدمات (يشمل ذلك المرحلة السابقة أيضا) التي تعيد تحويل الطاقة الحركية إلى طاقة داخلية للمادة غير حرارية ثم نصل إلى مرحلة الإشعاع.

يوجد نوعان من الصدمات: الصدمات الداخلية 'Internal shocks' والصدمة الخارجية 'External shock' (أنظر الشكل 20.1).

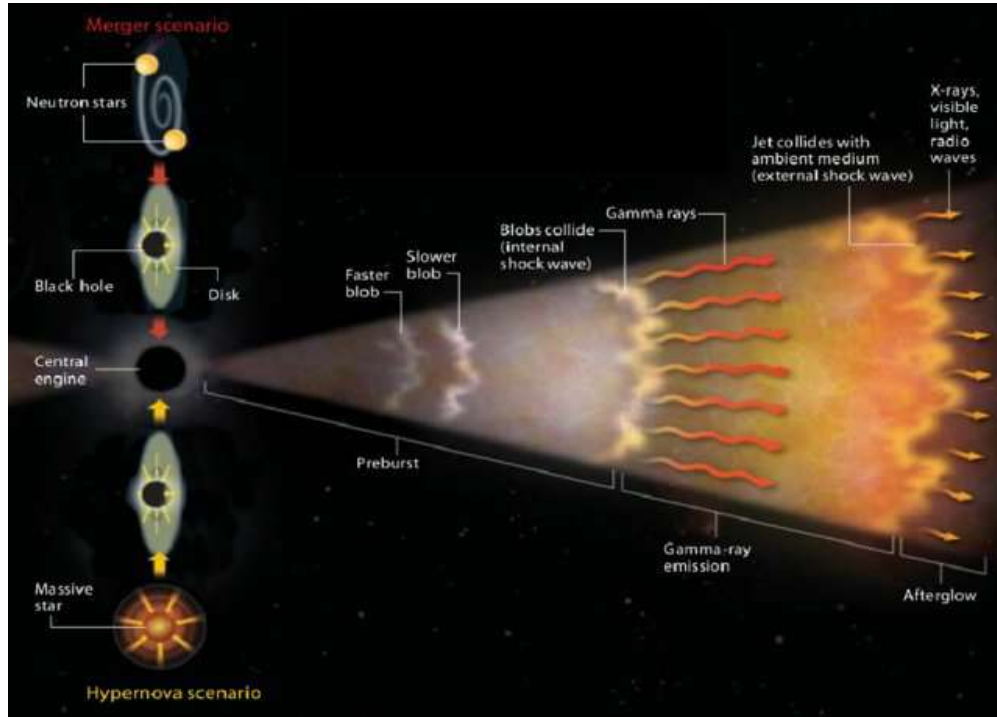
الصدمات الداخلية: التي هي نتيجة التصادمات بين الطبقات الداخلية ذات عوامل لورنتز مختلفة لكرة النار، تلك الطبقات التي تقذف بالتتابع من طرف المحرك المركزي. تعتبر هذه التصادمات أنها مصدر انفجارات أشعة غاما، أين تحدث أثناء المرحلة البينية، وهو ما يفسر تغيرات الطيف الطاقوي للانبعاث [103].

تحدث بين الطبقات المتفاوتة المكونة للمقذوفة المتسارعة صدمة ثنائية إذا تحركت طبقة بشكل أسرع من الطبقة التي قبلها. تكون هذه الصدمة فعالة إذا وصلت السرعة بين الطبقتين إلى قيمة نسبية كبيرة، يمكن التعبير عن هذه السرعة:

$$\beta_r = \frac{\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2}{\Gamma_2^2 + \Gamma_1^2} \quad (1.4)$$

بعد الصدمة الثنائية، تتسارع الجسيمات المشحونة ويتحول جزء بسيط من طاقة الصدمة إلى طاقة داخلية. أين يمكن تقسيم هذا الأخير إلى ثلاثة أشكال من الطاقة: الطاقة المغناطيسية، الطاقة الحرارية و الطاقة غير الحرارية. حيث يتم أخذ هذا الأخير بشكل أساسي من قبل التعداد الإلكتروني النسبي. الذي يأخذ شكل قانون القوة

• $N(\Gamma) = C^{-P}$ [104]



الشكل 20.1: عرض تخطيطي لنموذج كرة النار [102].

الصدمة الخارجية: بسبب تصادم كرة النار مع الوسط المحيط. والتي تعتبر أنها مصدر لأشعة ما بعد انفجار غاما المتعددة الأطوال الموجية [9] ، حيث تتباطأ كرة النار نسبيا في البداية بسبب اختراق الوسط المحيط أين يتسبب بانتشار موجة الانفجار في الوسط الخارجي بسرعة اكبر من سرعة المقذوفة بنفس الآلية كما في الصدمات

الخارجية. تم اعتماد هذه الصدمة في بناء نموذجنا المقترح [17].

أثناء تباطؤ الطائفة النسبوية بواسطة الوسيط الخارجي ، تحدث صدمة عكسية للصدمة الأمامية وتنتشر داخل كرة النار نفسها. قد تساهم هذه الصدمة بدورها في أشعة ما بعد انفجارات غاما، تتطلب النمذجة الكاملة والأكثر واقعية لها الأخذ بعين الاعتبار هذه المساهمة. ومع ذلك ، في هذا العمل ، ركزنا جهودنا على مساهمة الصدمة الأمامية. متجاهلين الصدمة العكسية وتأثير تأخير الأشعة المنبعثة من خطوط العرض العالية (بافتراض وجود كرة نارية كروية).

2.6.1 نموذج قذيفة المدفع

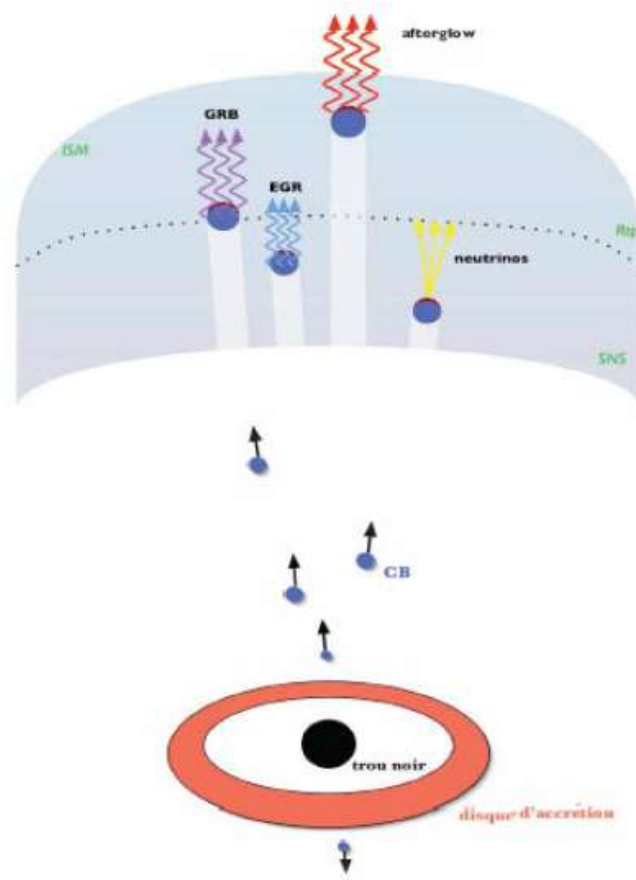
تم اقتراح نموذج قذيفة المدفع سنة 2000 [105–107]. حيث يفرض تسلسلا معيناً للأحداث . إبتداءاً بإنفجار مستعر أعظم أين يقذف النجم طبقاته الخارجية، ثم تقذف كرات مادية طائفة بواسطة الثقب الأسود. تعبر هذه الأخيرة طبقات النجم المنهار، فينتج عنه انفجارات أشعة غاما (أنظر الشكل 21.1). يتشارك هذا النموذج مع نموذج كرة النار السائد في النقاط التالية:

- المولد هو انهيار نجم ضخم يتعرض لانهيار ومصاحبة انفجار أشعة غاما انفجار المستعر الأعظم.
- تحرك المقذوف بسرعة نسبية باتجاه الراصد.
- وجود محرك مركزي عبارة عن ثقب أسود مضغوط يحيط به قرص تراكمي يكون مصدرا للمادة المقذوفة.
- آلية الإشعاع السنكروتروني للإلكترونات المتسارعة أثناء تباطؤ القاذفة هو ما يؤدي إلى أشعة ما بعد انفجارات غاما.

أما نقاط الاختلاف الكبيرة فهي كالتالي:

- يتم التعامل مع المقذوفات على أنها حقيقة "قذيفة مدفع"، حيث تحتفظ بشكلها وجمها الأساسيين دون توسع كبير أثناء اختراقها المحيط الخارجي.
- يشبه النظام المقترح في تكوينه أنظمة النجوم الزائفة والنجوم الزائفة الصغير من حيث صغر حجم قذائف المدفعية وهندسة النظام. لكن دراسة أشعة ما بعد انفجارات غاما الراديوية ل GRB030329 [108] ، بواسطة VLBA من اليوم 25 لليوم 83 بعد الانفجار يدعم أكثر نموذج كرة النار.

• آلية الإشعاع الرئيسة لانفجارات أشعة غاما هي تشتت كومبتون العكسي في نموذج قذيفة المدفع. تأتي الإلكترونات من كرة المدفع والفوتونات المستهدفة هي إما من المستعر الأعظم أو من الضوء المحيط المنبعث من المولد قبل الانفجار.



الشكل 21.1: عرض تخطيطي لنموذج قذيفة المدفع [105].

3.6.1 نموذج قذيفة النار

في هذا النموذج [111, 112] يفترض وجود مولد وحيد لأنواع انفجارات أشعة غاما الطويلة والقصيرة. أي تنشأ هذه الانفجارات من انهيار النجوم الضخمة إلى ثقب أسود. أثناء ذلك تتشكل طبقة ضوئية سميكة كروية متناظرة. تلخص النقاط التالية أوجه التشابه مع النماذج الأخرى [110]:

• تتحرك المقذوفة بسرعة نسبية نحو المراقب.

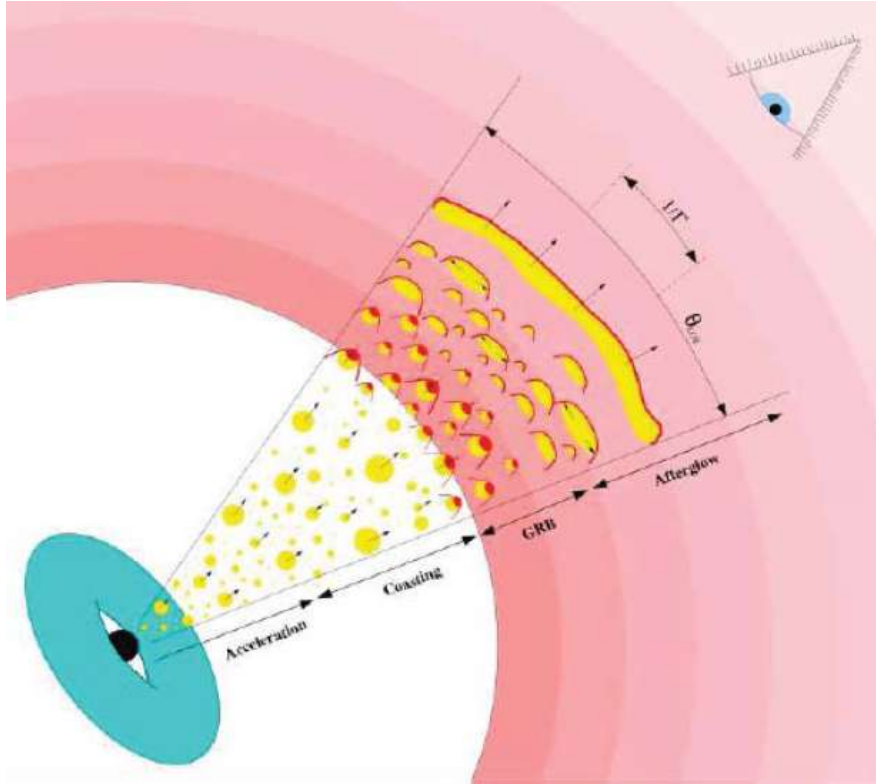
• المحرك المركزي عبارة عن ثقب أسود.

• تنتج أشعة ما بعد انفجارات أشعة غاما عن الاصطدام بين المقذوفة والوسط المحيط.

وتختلف في النقاط التالية:

• آلية الإشعاع الحرارية.

• ضعف تفسير مصدر أشعة ما بعد انفجارات أشعة غاما. حيث تم جمع أطيف جد متغيرة ومعقدة في تفسير ضيق.



الشكل 22.1: عرض تخطيطي لنموذج الطلقات [113].

4.6.1 نموذج الطلقات

في هذا النموذج [113] ، يُفترض أن وميض أشعة غاما ينتج من خلال اصطدام وإبل من النقط المادية (رصاصات) التي طردها المولد مع وسيط خارجي كثيف (أنظر الشكل 22.1)، حيث تتوافق الكثافة المطلوبة مع الرياح النجمية من عملاق أزرق أو أحمر. وهو الذي يربط هذا النموذج مباشرة بسيناريو انفجار المستعرات

فوق العظمى. وتفسر أشعة ما بعد انفجارات غاما بأنها الانبعاث الذي تنطلق عندما تفقد الرصاصة نصف طاقتها، فتندمج موجات الانفجار لكل رصاصة فردية في موجة صدمة موازية واحدة.

7.1 الخاتمة

كان رصد انفجارات أشعة غاما لأول مرة بحض الصدفة يوم 2 جويلية 1967، بواسطة سلسلة الأقمار الأمريكية *VELA*. ولم يعلن عنها إلا سنة 1973 بعد التأكد من مصدرها وأنها ليست نتيجة تجارب نووية لأي دولة من دول العالم. وعلى هذا الأساس تم إرسال مجموعة من الأقمار الصناعية وبنيت عدة مراصد أرضية لأجل المزيد من البيانات الرصدية. خلال ذلك، تم رصد إشعاعات متأخرة عن الإشعاع الرئيسي سميت *GRB – Afterglows* أو أشعة ما بعد انفجارات غاما حيث تشمل نطاقا واسعا من موجة الترددات. صنفت هذه الأشعة إلى نوعين: أشعة انفجارات غاما الطويلة وأشعة انفجارات غاما القصيرة. نسب الصنف الأول إلى انهيار نجم ضخم، والذي ينتهي إلى ثقب أسود وقرص تراكمي الذي يخلق بدوره المقذوفات النسبوية. أما القصيرة فهي تختلف فقط في مولدها الذي يكون اندماجا، نجم نيوتروني-نجم نيوتروني على سبيل المثال. أدرجت هذه التفاسير في إطار نموذج كرة النار الذي يفسر انفجارات أشعة غاما على أنها نابعة من الاصطدامات الداخلية للمقذوفة. أما أشعة ما بعد انفجارات غاما فهي ناتجة عن تصادم كرة النار مع وسطها المحيط.

الباب 2

الدراسة الهيدروديناميكية للصدمة الخارجية

1.2 مقدمة

نقوم في هذا القسم بعرض ودراسة أربعة نماذج تصف التطور الهيدروديناميكي للصدمة الخارجية لكرة النار مع الوسط المحيط والمرافقة لانفجارات أشعة غاما: نموذج شيانغ وديرمر Chiang and Dermer [114] سنة 1999، نموذج هوانغ Huang et al. [115] سنة 1999، نموذج فانغ Feng et al. [116] سنة 2002 ونموذجنا [17] سنة 2021. حيث نقارن بين النماذج ونناقش محدودية كل منها ونخص بالدراسة تلك المتوافقة مع حل سيدوف Sedov [117] .

2.2 حلول سيدوف Sedov

حل سيدوف [117] هو الحل التحليلي التقريبي الذي يصف تطور أمواج انفجارات قوية ذات شكل تناظري كروي، والتي تنجم عن انفجار قوي يحرق كمية كبيرة من الطاقة خلال فترة زمنية قصيرة في وسط خارجي محيط، أين تختلف فيه الكثافة مقارنة مع مركز الانفجار. حيث يكون منحى السرعة للمقدوفة، في الطور اللانسبوي في ظل انتشار موجة الانفجار بنمط كظوم في المحيط الخارجي للانفجار، والذي يكون أساسا وسطا بين النجمي، متناسبا مع $R^{-3/2}$ أي $\beta \propto R^{-3/2}$ مما يؤدي إلى $R \propto t^{2/3}$. حيث تكون، في هذه الحالة، طاقة الانفجار في حد ذاته هي العامل الذي يشكل المعلومة الوحيدة. المؤثرة في تطور موجة الانفجار.

3.2 أنواع البيئة المحيطة للانفجار

يوجد بالعموم ثلاثة أنواع من الأوساط المحيطة الممكنة لانفجارات أشعة غاما. خصوصاً أن أشعة ما بعد انفجارات غاما في نموذج كرة النار، هي ناتجة عن الاصطدام الخارجي للمقدوفة النسبوية مع المحيط الخارجي لهذا الانفجار:

1.3.2 نجم ولف-رايت Wolf-Rayet Stars

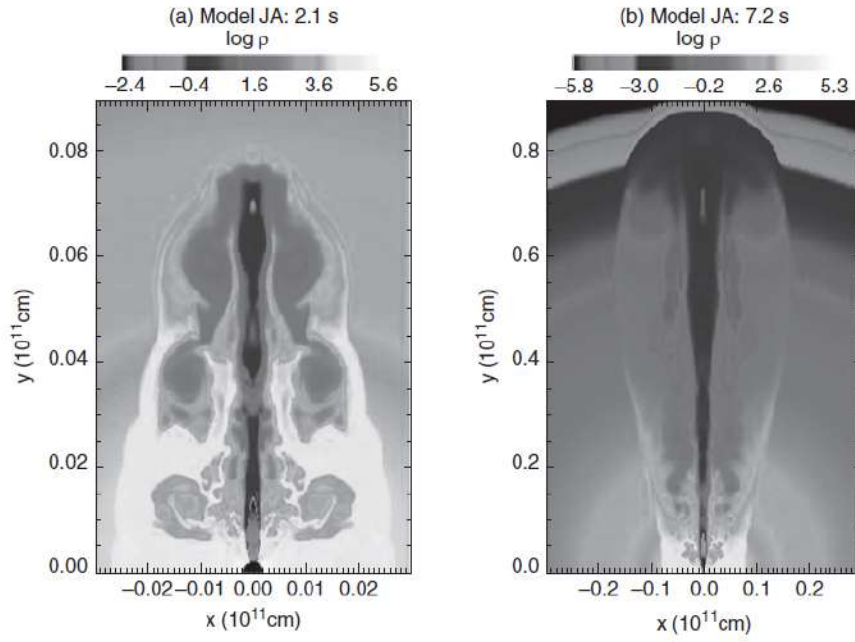
يعتبر نجم ولف-رايت Wolf-Rayet Stars بكثافة $n \sim 10^6 (r/10^{13} \text{cm})^{-2} \text{protons.cm}^{-3}$ الأكثر تداولاً [27,118] كمولد لانفجارات أشعة غاما الطويلة. وهي نجوم ضخمة تكون كتلتها عند الولادة $\sim 30M_{\odot}$ في أثناء تطورها تفقد من كتلتها الابتدائية في شكل رياح نجمية قوية [119]. والمرتبطة بانحيار النجوم الضخمة [120,121] التي تكون متبوعة عادة بانفجار المستعرات العظمى [122] من النوع Ic SNe. أهم المتطلبات لإطلاق المقدوفة النسبوية هو العزم الزاوي العالي للنواة النجمية. أنه حيث إذا كانت قيمة العزم الزاوي $j < 3 \times 10^{16} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ فإن المادة ستسقط في الثقب الأسود دون عوائق تقريباً [123]، بحيث لا يمكن إطلاق كرة النار على طول محور الدوران من خلال الإفناء لنيوتريو ونيوتريو مضاد. حيث يجب أن يكون العزم الزاوي المطلوب $3 \times 10^{16} \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \leq j \leq 20 \times 10^{16} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$.

2.3.2 تفاعل مقدوفه-غلاف نجمي

الميزة الخاصة في هذا النوع من الأوساط المحيطة هي أن أشعة ما بعد انفجارات غاما تنتج باختراق كرة النار للغلاف النجمي [124,125]، أين تتباطأ المقدوفة النسبوية. يتوافق هذا مع نموذج انحيار قلب النجم الضخم. تقدر قيمة الكثافة بـ $n \sim 10^6 (r/10^{13} \text{cm})^{-3/2} \text{protons.cm}^{-3}$ ، كما في حالة الرياح في النجم الأحمر العملاق قبل الانحيار النهائي لنواته (الشكل 1.2).

3.3.2 الوسط بين النجمي

يرتبط الوسط بين النجمي 'Inter stellar medium (ISM)' عادة بانفجارات أشعة غاما القصيرة، ويتعلق الأمر هنا بالأنظمة الثنائية المدجة (النجوم النيوترونية، نجم نيوتروني - ثقب أسود، ثقبين أسودين أو ثقب أسود



الشكل 1.2: شكل توضيحي لنتائج عددية مستنسخة من الدراسة [126] , تظهر الصورة بالأبيض و الأسود لطريقة اختراق المقذوفة النسبية للغلاف النجمي.

- قزم أبيض على سبيل المثال). يتميز الوسط بين النجمي الذي تنتشر فيه موجة الانفجار بالكثافته الثابتة $n \sim 10^{-1} - 10^{-4} \text{ protons.cm}^{-3}$. حيث القليل من تكوين النجوم، بمعنى آخر في وسط بين المجرات [121] .

4.2 التعريفات الاساسية

1.4.2 العلاقة بين زمن وصول الفوتونات - المسافة

تقطع كرة النار في زمن معين dt' المسافة التالية:

$$dr = \beta c dt' \quad (2.1)$$

حيث t' هو الزمن الذي تم قياسه في معلم ثابت مرتبط بالمولد. العلاقة بين الإنبعاث ووقت وصول الفوتونات إلى مراقب في المجرة المضيفة هي كالتالي :

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{1}{1 - \beta} = \Gamma^2(\beta + 1) \quad (2.2)$$

وعليه تصبح العلاقة النهائية كالآتي [115] :

$$dr = \frac{\beta}{1 - \beta} = \beta(\beta + 1)\Gamma^2 c dt \quad (2.3)$$

أو

$$\frac{dr}{dt} = \beta\Gamma(\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1})c \quad (2.4)$$

نتحصل بعد التكامل على لحظة وصول الفوتونات المشعة $t(R)$ عند المسافة R حيث تكتب كالتالي:

$$t(R) = t_0 + \frac{1}{c} \int_{r_0}^R \frac{dr}{\Gamma(r)^2 \beta(r) [1 + \beta(r)]} \quad (2.5)$$

حيث t_0 هو الزمن الذي يأخذ الشكل التالي ($t_0 = r_0 \Gamma_0^2 c$ ، Γ_0 معامل لورنتز الابتدائي للمقدوفة و r_0 هي المسافة التي من خلالها تتشكل كرة النار انطلاقاً من فوتونات عن طريق خلق الأزواج، على سبيل المثال $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (أي يصبح لكرة النار تكوين مادي) والمعرفة كما يلي:

$$r_0 = \left(\frac{\sigma_T M_0}{4\pi m_p} \right)^{1/2} \approx 7.7 \times 10^{15} \left(\frac{M_0}{M_\odot} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

حيث $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ هو مقطع التصادم لطومسون 'Thomson cross section'، $m_p = 1.673 \times 10^{-24} g$

كتلة البروتون، $M_\odot = 1.99 \times 10^{33} g$ كتلة الشمس و M_0 كتلة كرة النار الابتدائية.

فن اجل كتلة ابتدائية للمقدوفة النسبوية $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$ تأخذ r_0 القيمة 10^{13}cm .

2.4.2 الكتلة المتنامية بواسطة كرة النار

الكتلة المتنامية dm 'Accretion mass' بواسطة كرة النار خلال المسافة dr :

$$dm = \rho(r)A(r)dr \quad (2.7)$$

حيث $A(r)$ هي مساحة المقطع العرضي للواجهة الأمامية 'Cross sectional area' لكرة النار و $\rho(r)$ هي كثافة 'Density' الوسط الخارجي، تكتب بدلالة الزاوية المجسمة $\Omega(r)$ 'Solid angle':

$$A(r) = \Omega(r)r^2 \quad (2.8)$$

ونتيجة للنشر الجانبي بسبب خصائص الديناميكا الحرارية فإن الزاوية المجسمة لا تأخذ قيم ثابتة ولكنها تزداد بدلالة نصف القطر ونصف زاوية الفتح 'Half opening angle'. وعليه تكتب بالشكل التالي [127–130]:

$$\Omega(r) = \Omega_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^g \quad (2.9)$$

حيث:

$$\Omega_0 = 2\pi(1 - \cos \theta) \quad (2.10)$$

يأخذ المعامل العددي g الذي يرمز لمدى التفاعل، القيم التالية: 0، 0.5 و 1. بينما يكتب منحني الكثافة $d\rho$ للوسط الخارجي كما يلي [129, 131–133]:

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-k} \quad (2.11)$$

حيث:

$$\rho_0 = n_0 m_p \quad (2.12)$$

وعليه تأخذ العلاقة (2.7) الشكل التالي:

$$dm = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-k} \Omega_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^g r^2 dr \quad (2.13)$$

حيث تصبح الكتلة المتنامية m بعد التكامل:

$$m(R) = \frac{n_0 m_p \Omega_0 r_0^2}{3 + g - k} \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^{3+g-k} - 1 \right] \quad (2.14)$$

3.4.2 فعالية الإشعاع

أو 'Radiation efficiency' حيث تُعطى كثافة المادة 'Electron number density' n' وكثافة الطاقة 'Energy density' e' [115] من خلف الصدمة وفي معلم متحرك [134]:

$$n' = \frac{\hat{\gamma}\Gamma + 1}{\hat{\gamma} - 1} n(r) \quad (2.15)$$

و

$$e' = \frac{\hat{\gamma}\Gamma + 1}{\hat{\gamma} - 1} (\Gamma - 1) n_0 m_p c^2 \quad (2.16)$$

حيث $\hat{\gamma}$ [134] هو المؤشر الأديباتيكي 'Adiabatic index' للمادة المصدومة، ويكتب بالشكل التالي [104]:

$$\hat{\gamma} \approx \frac{4\Gamma + 1}{3\Gamma} \quad (2.17)$$

يأخذ المؤشر الأديباتيكي $\hat{\gamma}$ القيم بين $4/3$ و $5/3$ من أجل ضمان الانتقال من الطور فوق النسبوي 'Ultra-relativistic phase' إلى الطور اللا نسبوي 'Non-relativistic phase'. فعندما يكون $\hat{\gamma} \simeq 4/3$ تكون موجة الانفجار فوق النسبوي، و $\hat{\gamma} \simeq 5/3$ من أجل تصادم لا نسبوي.

يرمز ε_B للجزء الطاقة الحركية للصدمة الذي يتحول إلى طاقة مغناطيسية، حيث يعبر عن شدة المجال المغناطيسي

'Magnetic density' الناتج عن الصدمة من خلال العبارة:

$$B' = (8\pi\epsilon_B e')^{1/2} \quad (2.18)$$

من جهة أخرى يمثل، ϵ_e الجزء المتحول من الطاقة الحركية للصدمة إلى طاقة غير حرارية، أين يمتصها إسكان الإلكترونات النسبوية المسرعة بسبب الصدمة. غالباً ما يأخذ إسكان الإلكترونات 'Electron Population' شكل قانون القوة أين يعبر عنه ب [135]:

$$N_e(\gamma) = C\gamma^{-p}, \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max} \quad (2.19)$$

يكتب الحد الأدنى لمعامل لورنتز 'Minimum Lorentz factor' γ_{min} بدلالة p [51]، حيث يكون p مؤشراً محصوراً بين $2 < p < 2$:

$$\gamma_{min} = \epsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} (\Gamma - 1) + 1 \quad (2.20)$$

أو [136]:

$$\gamma_{min} = \epsilon_e (\Gamma - 1) \frac{m_p}{m_e} + 1 \quad (2.21)$$

والحد الأقصى لمعامل لورنتز 'Maximum Lorentz factor' γ_{max} [51, 137, 138]:

$$\gamma_{max} = a \times 10^7 (B'/1G)^{1/2} \quad (2.22)$$

حيث a معامل يأخذ القيم من 1 إلى 10.

نفرض في هذا العمل كبدائية، أن الإشعاع الرئيسي الوحيد هو إشعاعات سنكروترون، باعتبارها الآلية الغالبة في العملية الإشعاعية. أين سنهمل أي تأثير لآليات الامتصاص كلامتصاص الذاتي أو آليات التشتت كالكومبتون العكسي، خصوصاً أن الكثافة الإلكترونية ليست عالية جداً ($n_e < 10^3 \text{ cm}^{-3}$)، على وجه الخصوص المراحل الأخيرة من الصدمة الخارجية [136, 139]. يتم فقدان طاقة الإلكترون المشع عن طريق انبعاث السنكروترون

ونشر كرة النار، حيث يقلل من فعالية إشعاع هذه الأخيرة، والتي يمكن التعبير عنها كما يلي [104, 136] :

$$\varepsilon = \varepsilon_e \frac{t_{syn}'^{-1}}{t_{syn}'^{-1} + t_{ex}'^{-1}} \quad (2.23)$$

حيث t_{ex}' هو الوقت اللازم للنشر 'Co-moving frame expansion time' في المحيط المجاور و t_{syn}' هو الوقت اللازم للتبريد السينكروتروني 'Synchrotron cooling time'، ويكتبان على التوالي بالشكل التالي:

$$t_{ex}' = \frac{R}{\Gamma c} \quad (2.24)$$

و

$$t_{syn}' = \frac{6\pi n_e c}{\sigma_T B'^2 \gamma_{min}} \quad (2.25)$$

لدينا في حالة نمط إشعاعي 'Radiative case' حيث $\varepsilon_e \approx 1$ و $t_{syn}' \ll t_{ex}'$ ، فإن $\varepsilon \approx 1$. أما النمط الكظوم 'Adiabatic case' حيث $\varepsilon_e \ll 1$ و $t_{syn}' \gg t_{ex}'$ فإن $\varepsilon \approx 0$. في دراسة أكثر واقعية، يجب أن يؤخذ بعين الاعتبار تطور فعالية الإشعاع. وقد تمت دراسة ذلك بعناية بحلول عام 2002 [116] وأيضاً في نموذجنا المقترح [17]. فعندما تتباطأ كرة النار، يصبح وقت التبريد السينكروتروني (t_{syn}) مشابهاً أو أضعف من الوقت الديناميكي للنشر (t_{ex}'). وبالتالي فإن عدد الإلكترونات في نظام أصبح كظوماً بشكل متزايد، يؤدي إلى انخفاض في فعالية الإشعاع حيث تكون كرة النار كظومة في المراحل الأخيرة من التطور.

5.2 نموذج شيانغ وديرمر (Chiang and Dermer) سنة 1999

1.5.2 الدراسة الهيدروديناميكية

يدعى أيضاً النموذج الكلاسيكي [114] ، حيث تتغير الطاقة الحركية الكلية 'Total kinetic energy' للكرة النارية، في معلم ثابت متعلق بمولد الانفجار لأشعة غاما على النحو التالي [140] :

$$E_k = (\Gamma - 1)(M_0 + m)c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma U \quad (2.26)$$

أين M_0 و m هما على التوالي الكتلة الابتدائية لكرة النار و الكتلة المتنامية، ε هي فعالية الإشعاع (الثابتة في هذا الموضع) و U الطاقة الداخلية الناتجة عن الاصطدام. في نموذج شيانغ ودريرمر [114] ، حيث يتم الخلط بين فعالية الإشعاع ε (حسب النموذج قيمه ثابتة) وجزء من الطاقة الحركية للصدمة التي تلتقطها الإلكترونات غير الحرارية ε_e . ما يعني أنه من المفترض أن تكون الإلكترونات مشعة تماماً طوال مرحلة تطور كرة النار بنفس الطريقة. يمثل الطرف الأول من العلاقة (2.26) الطاقة الحركية، بينما يمثل الطرف الثاني الطاقة الداخلية التي تحتفظ بها كرة النار لملاحظ أو راصد مرتبط بمعلم ثابت، أين سنعرف العلاقة الخاصة بمعامل لورنتز Γ . هذا النموذج يختص بدراسة نظامين فقط: (1) النمط الإشعاعي البحت $\varepsilon \approx 1$ ، حيث الطاقة الداخلية للصدمة تتحول بالكامل إلى طاقة إشعاعية بالكامل. (2) النمط الكظوم كليا $\varepsilon \approx 0$ ، حيث لا تشع فيها كرة النار. في هذه الحالة، ينخفض معامل لورنتز بسبب الانتشار في الوسط الخارجي. من جهة أخرى، عرفت الطاقة الداخلية 'Internal energy' بالشكل التفاضلي التالي [114, 140] :

$$dU = (\Gamma - 1)dm c^2 \quad (2.27)$$

علاوة عن ذلك، تعرف الطاقة الإشعاعية 'Radiated energy' dE_r بالعلاقة التفاضلية التالية [134] :

$$dE_r = \varepsilon \Gamma (\Gamma - 1) dm c^2 \quad (2.28)$$

بعد تعويض العلاقات (2.27)، (2.26) و (2.28) في عبارة المحصلة الطاقوية 'Global energy balance' $dE_k = dE_r$ نجد:

$$d[(\Gamma - 1)(M_0 + m)c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma U] = -\varepsilon \Gamma (\Gamma - 1) dm c^2 \quad (2.29)$$

يصبح بعد التبسيط:

$$d\Gamma[(M_0 + m)c^2 + (1 - \varepsilon)U] + dm c^2 (\Gamma^2 - 1) = 0 \quad (2.30)$$

لتكتب أخيراً بالشكل التالي:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_{Chiang}} \quad (2.31)$$

حيث:

$$M_{Chiang} = M_0 + m + (1 - \varepsilon) \frac{U}{c^2} \quad (2.32)$$

وفقاً لشيانغ وديمر فإن M_{Chiang} هي الكتلة الكلية لكرة النار والتي تشمل كلا من الكتلة الأولية M_0 للمقدوفة النسبوية التي ولدها الانفجار، m الكتلة المتنامية من خلال الوسط المحيط و U هي الطاقة داخلية غير المشعة وتساوي $(1 - \varepsilon)U/c^2$.

تجدر الإشارة إلى أن تعريف الطاقة الداخلية لهذا النموذج هي قيمة تفاضلية وعليه للتعويض في العلاقة السابقة نكامل على العلاقة (2.27) لنجد:

$$U = \int (\Gamma - 1) dm c^2 \quad (2.33)$$

وعليه الكتابة النهائية للكتلة M_{Chiang} :

$$M_{Chiang} = M_0 + \int [(1 - \varepsilon)\Gamma - \varepsilon] dm \quad (2.34)$$

2.5.2 النمط الإشعاعي

في حالة النمط الإشعاعي البحت حيث $\varepsilon = 1$. تقتصر العلاقة (2.32) على الشكل التالي $M_{Chiang} = M_0 + m$ وعليه تصبح العلاقة التفاضلية لنموذج شيانغ وديمر (2.31) على النحو الموالي:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m} \quad (2.35)$$

يكون الحل التحليلي لها بالشكل التالي [134, 141] :

$$\left(\frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1}\right) \left(\frac{\Gamma_0 + 1}{\Gamma_0 - 1}\right) = \left(\frac{M_0}{M_0 + m}\right)^2 \quad (2.36)$$

خلال الطور فوق النسبوي ومع التقديرات $\Gamma \gg 1$ ، $M_0 \gg m$ ، تصبح العلاقة (2.36) من الشكل $(\Gamma + 1)m \approx M_0$ ، حيث $m \propto R^3$ ومنه $\Gamma \propto R^{-3}$. بينما في الطور اللا نسبوي أين $\Gamma \sim 1$ و $m \gg M_0$ ، لدينا $m^2 \beta^2 = 4M_0^2$ ومنه $\beta \propto R^{-3}$ (حيث $\beta = v/c$).

3.5.2 النمط الكظوم

في حالة النمط الكظوم البحث $\varepsilon = 0$ أين يتم استعادة الطاقة الداخلية الناتجة عن الصدمة بالكامل في كرة النار ولدينا العلاقة (2.32) تأخذ الشكل $M_{Chiang} = M_0 + m + U/c^2$ و $dM_{Chiang} = \Gamma dm$ من العلاقة (2.34). وهكذا، فإن العلاقة (2.31) تؤدي إلى الحل التحليلي [114, 115] :

$$\begin{cases} M_{Chiang} = (M_0^2 + 2\Gamma_0 M_0 m + m^2)^{1/2} \\ \Gamma = (m + \Gamma_0 M_0) / M_{Chiang} \end{cases} \quad (2.37)$$

خلال الطور فوق النسبوية حيث $\Gamma \gg 1$ ، $M_0 \Gamma_0 \gg m$ ، تصبح العلاقة (2.37) من الشكل $2m\Gamma^2 \approx M_0 \Gamma_0$ ، حيث $\Gamma \propto m^{-1/2}$ ، ومنه $\Gamma \propto R^{-3/2}$. بينما في الطور اللا نسبوي أين $\Gamma \sim 1$ و $m \gg M_0 \Gamma_0$ ، ومنه $\Gamma \approx 1 + (M_0 \Gamma_0)/m$ ، فإن التقريب [114]، حيث يعتقد شيانغ وديرمر أنه يتفق مع حل سيدوف [143]. لكن حسب المرجع [115]، فإن التقريب ليس دقيقاً كفاية حيث لا يكفي أخذ العبارة البسيطة للحد اللامتناهي في الصغر ل $(M_0 \Gamma_0)/m$ ، بل يجب ان يشمل العبارة الكلية للتقريب والتي تتمثل في $\Gamma \approx 1 + [(M_0 \Gamma_0)/m]^2/2$ ، وعليه $\beta \propto R^{-3}$ هذه النتيجة غير متوافقة مع حل سيدوف $\beta \propto R^{-3/2}$ كما هو معمول به [141]. وهو ما يحد من صلاحية نموذج شيانغ وديرمر في وصف الطور النسبوي. وهذا ما دفع العلماء للبحث عن نموذج آخر غير النموذج الكلاسيكي، حيث أنه من المرجح في الطور اللا نسبوي تكون كرة النار ثابتة الإشعاع وصولاً للطور الكظوم.

نلخص ما سبق من الطورين الإشعاعي والكظوم في كلا الحدين فوق النسبوي واللا نسبوي لنموذج شيانغ وديرمر في الجدول 1.2.

الطور فوق النسبي (UV) $\Gamma \gg 1$	الطور الا نسبوي (NR) $\Gamma \sim 1$	
		<u>الطور الإشعاعي: ($\varepsilon = 1$)</u>
$M_0 \gg m$ $m \propto R^3$ $\Gamma \propto R^{-3}$	$m \gg M_0$ $\beta \propto R^{-3}$	$M_{Chiang} = M_0 + m$ $\left(\frac{\Gamma-1}{\Gamma+1}\right) \left(\frac{\Gamma_0+1}{\Gamma_0-1}\right) = \left(\frac{M_0}{M_0+m}\right)^2$
		<u>الطور الكظوم: ($\varepsilon = 0$)</u>
$M_0 \Gamma_0 \gg m$ $\Gamma \propto R^{-3/2}$	$m \gg M_0 \Gamma_0$ $\beta \propto R^{-3}$	$M_{Chiang} = (M_0^2 + 2\Gamma_0 M_0 m + m^2)^{1/2}$ $\Gamma = \frac{m + \Gamma_0 M_0}{M_{Chiang}}$

الجدول 1.2: نموذج شيانغ وديمر في حالة الطور الكظوم والطور الإشعاعي.

4.5.2 مقدار السطوع

عبارة السطوع الكلي 'Luminosity' لكرة النار (الطاقة المشعة في وحدة الزمن، وحدته $erg.s^{-1}$):

$$L_B = \frac{dE_{rad}}{dt} \quad (2.38)$$

من خلال العلاقات (2.3) و (2.7)، وحسب تعريف الطاقة الإشعاعية من العلاقة (2.28) نتحصل على:

$$L_B = \varepsilon \Gamma^3 (\Gamma - 1) \beta (\beta + 1) \rho(r) A(r) \quad (2.39)$$

أو بعبارة أخرى:

$$L_B = \Gamma \varepsilon [(\Gamma - 1) \frac{dm}{dt} c^2] \quad (2.40)$$

بأخذ تأثير النشر الجانبي بعين الاعتبار تصبح علاقة السطوع L كالتالي:

$$L_B = \varepsilon \Gamma^3 (\Gamma - 1) \beta (\beta + 1) n_0 m_p \Omega_0 r_0^2 c^3 \left(\frac{R}{r_0}\right)^{2+g-k} \quad (2.41)$$

6.2 نموذج هوانغ (Huang et al.) سنة 1999

1.6.2 الدراسة الهيدروديناميكية

ويعرف أيضا بالنموذج الديناميكي العام [115] . حيث أعاد تعريف الطاقة الداخلية بالشكل التكاملي [134] :

$$U = (\Gamma - 1)mc^2 \quad (2.42)$$

بعد الاشتقاق يصبح لدينا:

$$dU = d[(\Gamma - 1)mc^2] \quad (2.43)$$

أي:

$$dU = (\Gamma - 1)dm c^2 + d\Gamma mc^2 = dU_{Chiang} + d\Gamma mc^2 \quad (2.44)$$

ومنه تصبح عبارة الطاقة الحركية الكلية:

$$E_k = (\Gamma - 1)(M_0 + m)^2 c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma U \quad (2.45)$$

بتعويض العبارات (2.28)، (2.44) و (2.45) في عبارة المحصلة الطاقوية $dE_k = dE_r$ ، نحصل علي [115] :

$$\frac{d\Gamma}{dm} = - \frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + \varepsilon m + 2(1 - \varepsilon)\Gamma m} \quad (2.46)$$

من خلال العلاقة العامة للطاقة الحركية الكلية:

$$E_k = (\Gamma - 1)M_{Huang} c^2 \quad (2.47)$$

و بالمقارنة مع العلاقة (2.45) نجد أن الكتلة الكلية لكرة النار حسب هذا النموذج هي:

$$M_{Huang} = M_0 + [1 + (1 - \varepsilon)\Gamma]m \quad (2.48)$$

2.6.2 النمط الإشعاعي

في حالة النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ و $U = 0$ ، تختزل العلاقة (2.46) إلى العلاقة (2.35)، مما يؤدي إلى نفس الحل الذي ناقشناه سابقا في حالة النمط الإشعاعي لنموذج شيانغ وديرمر.

3.6.2 النمط الكظوم

في حالة النمط الكظوم $\varepsilon = 1$ ، تختزل العلاقة (2.46) إلى [115]:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + 2\Gamma m} \quad (2.49)$$

والتي حلها التحليلي [115]:

$$(\Gamma - 1)M_0c^2 + (\Gamma^2 - 1)mc^2 = E_{k0} \quad (2.50)$$

أين $E_{k0} = (\Gamma - 1)M_0c^2$ هي الطاقة الحركية الابتدائية لكرة النار.

في الطور فوق النسبوي $\Gamma \gg 1$ ، لدينا $M_0\Gamma_0 \gg m$ ، من خلال العلاقة (2.46) التقريب التالي $\Gamma \propto R^{-3/2}$. خلال الطور اللا نسبوي $\Gamma \sim 1$ ، لدينا $m \gg M_0$ ، ومنه نجد $\beta \propto R^{-3/2}$. وهو ما يوافق حل سيدوف.

فرض هوانغ وزملاؤه أن فعالية الإشعاع ثابتة في كل أطوار كرة النار. غير أن الحقيقة ليست كذلك، لأن العبارة التفاضلية للطاقة الداخلية يجب ان تشمل كل عبارة الطاقة الداخلية، لانه لا يمكن التطبيق المباشر لعبارة فعالية الإشعاع الثابتة على حالات واقعية حيث تتطور الفعالية الإشعاعية مع مرور الوقت. فيما يلي (الجدول 2.2) ملخص لنموذج هوانغ لكل من النمطين الإشعاعي والكظوم، وفي كلا الحدين فوق النسبوي واللا نسبوي.

الطور فوق النسبوي (UV) $\Gamma \gg 1$	الطور اللا نسبوي (NR) $\Gamma \sim 1$	
		<u>النمط الإشعاعي:</u> ($\varepsilon = 1$)
$M_0 \gg m$ $m \propto R^3$ $\Gamma \propto R^{-3}$	$m \gg M_0$ $\beta \propto R^{-3}$	$\left(\frac{\Gamma-1}{\Gamma+1}\right) \left(\frac{\Gamma_0+1}{\Gamma_0-1}\right) = \left(\frac{M_0}{M_0+m}\right)^2$
		<u>النمط الكظوم:</u> ($\varepsilon = 0$)
$M_0 \Gamma_0 \gg m$ $\Gamma \propto R^{-3/2}$	$m \gg M_0$ $\beta \propto R^{-3/2}$	$E_{k0} = (\Gamma - 1)M_0 c^2 + (\Gamma^2 - 1)mc^2$

الجدول 2.2: نموذج هوانغ وفانغ في حالة النمط الكظوم والنمط الإشعاعي.

7.2 نموذج فانغ (Feng et al.) سنة 2002

ويدعى أيضا بالنموذج الديناميكي الواقعي، أين بين فانغ وزملاؤه [116] أن التعبير الصحيح الذي يربط بين الطاقة الداخلية الناتجة عن الصدمة والتي يتم استعادتها أي بقائها في كرة النار يجب أن تكون تفاضليا، حيث فعالية الإشعاع ليست ثابتة مع مرور الزمن. ومنه تم اقتراح العلاقة التالية:

$$dU = (1 - \varepsilon)dU_{ex} \quad (2.51)$$

حيث dU_{ex} هي الطاقة الداخلية التفاضلية الناتجة عن الصدمة الخارجية:

$$dU_{ex} = d[(\Gamma - 1)mc^2] = (\Gamma - 1)dmc^2 + d\Gamma mc^2 \quad (2.52)$$

نلاحظ من العلاقة (2.52) أن المصطلح الثاني سلبي بسبب تباطأ كرة النار. حيث يرمز هذا المصطلح في الواقع لفقدان الطاقة الداخلية بسبب النشر الجانبي لكرة النار. العبارة الجديدة للطاقة الكلية تكتب بالشكل التالي:

$$E_k = (\Gamma - 1)(M_0 + m)c^2 + \Gamma U \quad (2.53)$$

أي:

$$dE_k = d[(\Gamma - 1)(M_0 + m)^2 c^2] + d[\Gamma U] \quad (2.54)$$

ومنه:

$$dE_k = d[(\Gamma - 1)(M_0 + m)^2 c^2] + d[\Gamma]U + \Gamma d[U] \quad (2.55)$$

من خلال استبدال عبارة العلاقات (2.51)، (2.52) و (2.55) في علاقة المحصلة الطاقوية، نحصل على معادلة جديدة لفانغ [116] تصف تطور كرة النار انطلاقاً من التصحيح المقترح:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = - \frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m + U/c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma m} \quad (2.56)$$

حيث:

$$dU = (1 - \varepsilon)dU_{ex} = (1 - \varepsilon)[(\Gamma - 1)dm c^2 + d\Gamma m c^2] \quad (2.57)$$

يلاحظ أن النموذجين السابقين [115, 116] متطابقان في حالة النمط الإشعاعي الثابت ولكنها يختلفان في الحالة المعاكسة لها. وعياله فإن (الجدول 2.2) هو أيضاً ملخص لنموذج فانغ لكل من النمطين الإشعاعي والكظوم، وفي كلا الحدين فوق النسبوي واللا نسبوي.

8.2 نموذجنا سنة 2021

1.8.2 الدراسة الهيدروديناميكية

على أساس مبدأ إنحفاظ الطاقة، فإن الطاقة لا تأتي من العدم أو تزول للعدم، إنما تغير من شكلها. حيث يمكن للطاقة الداخلية أن تكون مشعة أو تبقى في كرة النار ولها نفس الشكل ما يتغير فقط هو فعالية الإشعاع ε للطاقة المشعة و $(1 - \varepsilon)$ للطاقة الداخلية المتبقية في كرة النار. وعلى هذا المبدأ فإن الطاقة التي نتجت عن الصدمة إن

لم تحتفظ بها كرة النار فإنها تشع، حيث تم تجاهل التغيير المقترح من طرف فانغ في الجزء الإشعاعي. وعليه نقترح تعريفاً جديداً للطاقة الإشعاعية [17]، والتي تختلف عن التعريف المقترح سابقاً في العلاقة (2.28) للرجوع [134]. حيث يمكن إعادة كتابتها على النحو التالي.

$$dE_r = \varepsilon \Gamma dU_{ex} \quad (2.58)$$

ومنه:

$$dE_r = \varepsilon \Gamma [(\Gamma - 1)dm + m d\Gamma] c^2 \quad (2.59)$$

ومنه بعد تعويض العلاقتين (2.59) و(2.55) في علاقة محصلة الطاقة نجد النموذج المقترح من طرفنا، حيث يأخذ الشكل الموالي:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = - \frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m(\Gamma + 1) + U/c^2} \quad (2.60)$$

2.8.2 النمط الإشعاعي

في حالة النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ حيث تؤول العلاقة (2.60) إلى:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = - \frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m(1 + \Gamma)} \quad (2.61)$$

حلها التحليلي هو:

$$\Gamma = -1 + \frac{M_0}{m} \text{productLog} \left[\frac{m}{M_0} e^{\frac{2m-C}{M_0}} \right] \quad (2.62)$$

حيث $C = -M_0 \ln(1 + \Gamma_0)$ ثابت التكامل. و $productLog(x)$ هو الحل الرئيسي لدالة لامبرت¹.
في الطور فوق النسبوي $\Gamma \gg 1$ ، لدينا:

$$\Gamma \approx (\sqrt{2} - 1) \frac{M_0}{m} + \frac{e - 1}{\sqrt{2}} \quad (2.63)$$

ومنه $\Gamma \sim \frac{M_0}{m}$ حيث $m \propto R^3$ ، وعليه $\Gamma \sim R^{-3}$. أما حالة الطور لا نسبوي $\Gamma \sim 1$ ، لدينا:

$$\Gamma \sim 1 - (C + \ln 2) \frac{M_0}{m} \sim 1 \quad (2.64)$$

و:

$$\beta \sim \frac{\sqrt{-2 \frac{C + \ln 2}{x}}}{1 - \frac{C + \ln 2}{x}} \sim x^{-\frac{1}{2}} \sim R^{-\frac{3}{2}} \quad (2.65)$$

حيث $x = \frac{M_0}{m}$.

3.8.2 النمط الكظوم

من المهم أن نلاحظ أنه في حالة النمط الكظوم أين $\varepsilon = 0$ ، تؤول العلاقة (2.60) إلى (2.49). ومنه نفس الحلول (التي درست في النموذجين السابقين للنمط الكظوم)، ومنه توافق نموذجنا المقترح مع حلول سيدوف. ومنه فعالية النموذج لدراسة تطور كرة نار.
فيما يلي (الجدول 3.2) ملخص لنموذجنا المقترح لكل من النمطين الإشعاعي والكظوم، وفي كلا الحدين فوق النسبوي واللا نسبوي.

¹D. Zwillinger (ed.), CRC Standard Mathematical Tables, 33rd Edition, CRC Press 2018, page 483

الطور فوق النسبوي (UV) $\Gamma \gg 1$	الطور اللا نسبوي (NR) $\Gamma \sim 1$	
		<u>النمط الإشعاعي: ($\varepsilon = 1$)</u>
$M_0 \gg m$ $m \propto R^3$ $\Gamma \propto R^{-3}$	$m \gg M_0$ $\beta \propto R^{-3/2}$	$\Gamma = -1 + \frac{M_0}{m} \text{product} \text{Log} \left[\frac{m}{M_0} e^{\frac{2m-C}{M_0}} \right]$ $C = -M_0 \ln(1 + \Gamma_0)$
		<u>النمط الكظوم: ($\varepsilon = 0$)</u>
$M_0 \Gamma_0 \gg m$ $\Gamma \propto R^{-3/2}$	$m \gg M_0$ $\beta \propto R^{-3/2}$	$E_{k0} = (\Gamma - 1)M_0 c^2 + (\Gamma^2 - 1)mc^2$

الجدول 3.2: النموذج الجديد في حالة النمط الكظوم والنمط الإشعاعي.

4.8.2 مقدار السطوع

تعرف عبارة السطوع الكلي لكرة النار بالعلاقة (2.38)، وبدلاً من تعويض عبارة الطاقة الإشعاعية من العلاقة (2.41)، نعوضها بالعلاقة (2.59)، إضافة إلى تعويض العلاقتين (2.3) و (2.7) نجد:

$$L = \Gamma \varepsilon [(\Gamma - 1) \frac{dm}{dt} c^2] + \Gamma \varepsilon m c^2 \frac{d\Gamma}{dt} \quad (2.66)$$

ومنه بالمقارنة مع العلاقة (2.40):

$$L = L_B + \Gamma \varepsilon m c^2 \frac{d\Gamma}{dt} \quad (2.67)$$

أي $L = L_B + L_{cor}$ ، حيث:

$$L_{cor} = \Gamma \varepsilon m c^2 \frac{d\Gamma}{dt} \quad (2.68)$$

9.2 ملخص للدراسة الهيدروديناميكية للنماذج المقترحة

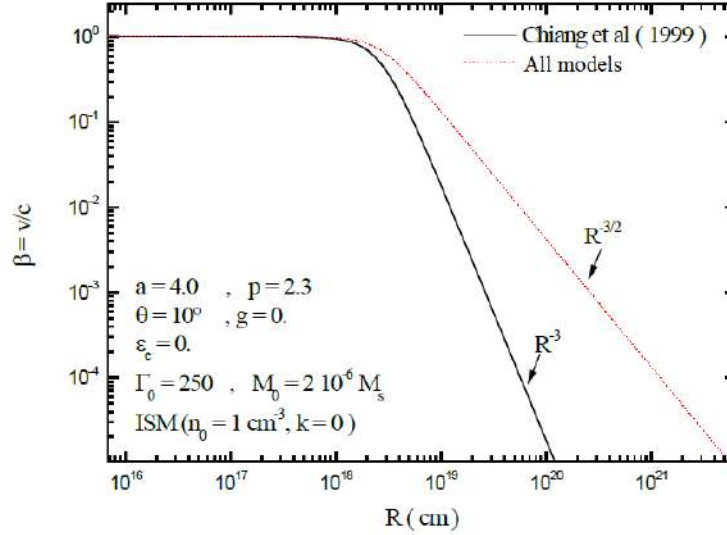
وأخيراً نعرض أمامكم جدول يلخص ويقارن جميع النماذج مع بعض في الجدول 4.2.

	نموذج هوانغ [115]	نموذج فانغ [116]	[!] نموذجنا [17]
$\frac{d\Gamma}{dm}$	$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{(\Gamma^2-1)}{M_0+\varepsilon m+2(1-\varepsilon)\Gamma m}$	$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{(\Gamma^2-1)}{M_0+m+U/c^2+(1-\varepsilon)\Gamma m}$	$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{(\Gamma^2-1)}{M_0+m(\Gamma-1)+U/c^2}$
$\frac{d\Gamma}{dU}$	$U = U_{ex} = (\Gamma-1)c^2$	$dU = (1-\varepsilon)U_{ex} \setminus dU_{ex} = (\Gamma-1)dm c^2 + m c^2 d\Gamma$	
E_k	$E_k = (\Gamma-1)(M_0+m)c^2 + (1-\varepsilon)\Gamma U$	$E_k = (\Gamma-1)(M_0+m)c^2 + \Gamma U$	
dE_{rad}	$dE_{rad} = \varepsilon\Gamma(\Gamma-1)dm t^2$		$dE_{rad} = \varepsilon\Gamma dU_{ex}$
$\varepsilon = 0$		$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{(\Gamma^2-1)}{M_0+2\Gamma m}$	
الحل		$\Gamma = -\frac{E_{k0}-(\Gamma-1)M_0 c^2}{(\Gamma^2-1)c^2}$ $UR \rightarrow \Gamma \alpha R^{-3/2}$ $NR \rightarrow \beta \alpha R^{-3/2}$	
$\varepsilon = 1$	$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{(\Gamma^2-1)}{M_0+m}$		$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{(\Gamma^2-1)}{M_0+m(\Gamma+1)}$
الحل	$\Gamma = -\frac{(\Gamma_0+1)(m+M_0)+Cst}{(\Gamma_0-1)(m+M_0)-Cst}$ $UR \rightarrow \Gamma \alpha R^{-3}$ $NR \rightarrow \beta \alpha R^{-3}$	$\Gamma = -1 + \frac{M_0}{m} product Log \left[\frac{e^{2m-Cs}/M_0}{M_0} \right]$ $UR \rightarrow \Gamma \alpha R^{-3}$ $NR \rightarrow \beta \alpha R^{-3/2}$	
L	$L_B = \varepsilon\Gamma(\Gamma-1)c^2 \frac{dm}{dt}$		$L = L_B + \varepsilon\Gamma m c^2 \frac{dm}{dt}$

الجدول 4.2: مقارنة بين النماذج المقترحة

10.2 النتائج والمناقشة

نقدم في هذا الجزء، مقارنة بين النماذج الهيدروديناميكية الثلاثة السابقة (نهمل دراسة النموذج الأول المطروح لأنه لا يتوافق مع حل سيدوف، وأيضا لا يحفظ الطاقة الكلية في حالة النمط الكظوم كما سنرى لاحقا). ومن جهة أخرى، نقارن هذه النماذج بالنتائج التحليلية المعروفة سابقاً، ولا سيما حل سيدوف. ثم بعد ذلك نخص بالدراسة نموذجنا المقترح بمعطيات مختلفة لرؤية تأثيراتها على تطور كرة النار أو المقذوفة المتسارعة في محيطها. أخذنا كقيم ابتدائية لمعطيات المقذوفة النسبوية: معامل لورنتز الابتدائي $\Gamma_0 = 250$ ، الكتلة الابتدائية _____ $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$ ونصف زاوية كرة النار $\theta = 10^\circ$. والتي تتباطأ بسبب الوسط الخارجي ذو الكثافة $n_0 = 1 \text{ proton.cm}^{-3}$. حيث لن نأخذ النشر الجانبي ($g = 0$) بعين الاعتبار في هذه الدراسة.

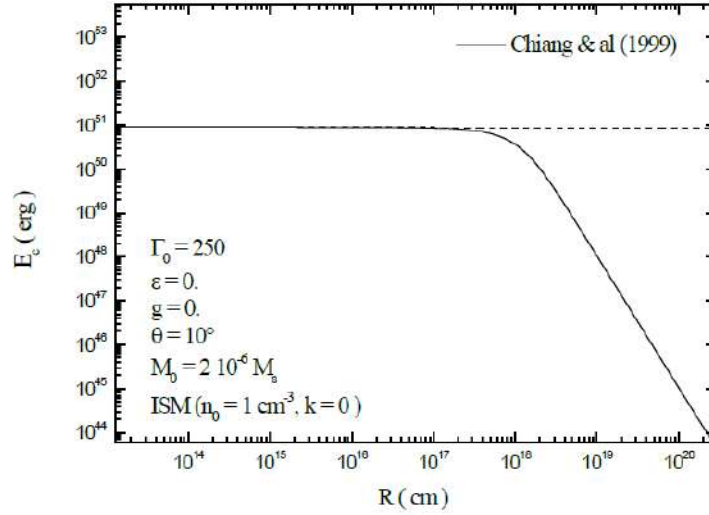


الشكل 2.2: دراسة تغيرات سرعة المقذوفة $\beta = v/c$ بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي)، من أجل النمط الأديباتيكي $\varepsilon = 0$ للنماذج الأربعة.

1.10.2 مقارنة بين النماذج

تتغير سرعة كرة النار في حالة النمط الكظوم ($\varepsilon = 0$)، في الطور الانسبوي بدلالة $R^{-3/2}$ لجميع النماذج المقترحة إلا النموذج الأول الخاص بشيانغ، حيث تغير سرعة كرة النار له يكون على شكل R^{-3} . لذا فإن هذا النموذج الأخير لا يتوافق مع حل سيدوف (الشكل 2.2). كما نلاحظ أيضاً أنه في النمط الكظوم لا يوجد انخفاض

في الطاقة في الطور اللا نسبي، والذي يتنافى جملة وتفصيلا مع قوانين الفيزياء (الشكل 3.2). على عكس النماذج الأخرى المتبقية [116, 115, 17] حيث يمكن من خلالها توفير وصف جيد لجميع أطوار تغيرات كرة النار. حيث تنسجم هذه النماذج الثلاثة في النمط الكظوم عند الطور اللانسوبي مع حلول سيدوف، أين تكون سرعة كرة النار متناسبة مع $R^{-3/2}$.



الشكل 3.2: دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_c لكرة النار (في سلم لوغاريتمي) بدلالة نصف القطر R وفقاً للعبارة (2.32) الخاصة بالكثلة المعطاة بواسطة النموذج الكلاسيكي لنموذج شيانغ (2.31) من أجل النمط الكظوم $\epsilon = 0$ ، خلال الطور غير النسبي، حيث تتناقص الطاقة الحركية بدلاً من البقاء ثابتة.

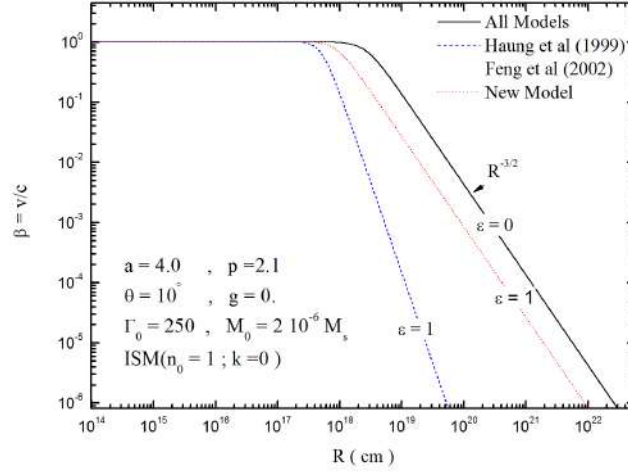
أما الشكل 4.2 فالمعني بالدراسة هنا هو النمط الإشعاعي، بافتراض أن فعالية الإشعاع ثابتة، حيث يعطي نموذجنا المقترح حلاً مختلفاً، لكنه في نفس الوقت لا يخالف مبدأً إنحفاظ الطاقة كما سنرى لاحقاً أو حل سيدوف كما سبق لنا تأكيد ذلك.

في الطور فوق النسبي لدينا $x = m/M_0$ ، حيث $M_0 \gg m$ ومنه $x \ll 1$. حيث $W_0(z)$ هي الفرع الرئيسي لدالة لامبرت $ProductLog(z)$ ($z = xe^{2xC}$)، نشرها في جوار ($\frac{1}{e}$) كما يلي:

$$W_0(x) \approx -1 + \sqrt{2(ex + 1)} + o\left(\sqrt{x + \frac{1}{e}}\right) \quad (2.69)$$

والتي تقودنا إلى التقريب التالي:

$$\Gamma \approx \frac{-1+e}{\sqrt{2}} + \frac{\sqrt{2}-1}{x} + \mathcal{O}(\sqrt{x+\frac{1}{e}}) \sim \frac{\sqrt{2}-1}{x} \quad (2.70)$$



الشكل 4.2: دراسة تغيرات سرعة المقذوفة $\beta = v/c$ بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي)، من أجل النمط الإشعاعي $\epsilon = 1$ والأديباتيكي $\epsilon = 0$.

ومنه $\Gamma \propto R^{-3}$. لدينا أيضا في الطور فوق النسبوي $\beta \rightarrow 1$ والذي يفسر بدوره شكل المنحنى في الجزء $R \in [10^{14}, 10^{18}] \text{ cm}$ الذي قيمه ثابتة رغم وجود التغيرات الطفيفة والتي تأخذ في نموذجنا الشكل:

$$\beta = 1 - \frac{1}{\Gamma^2} \approx 1 - \frac{2x}{\sqrt{2}-1} \quad (2.71)$$

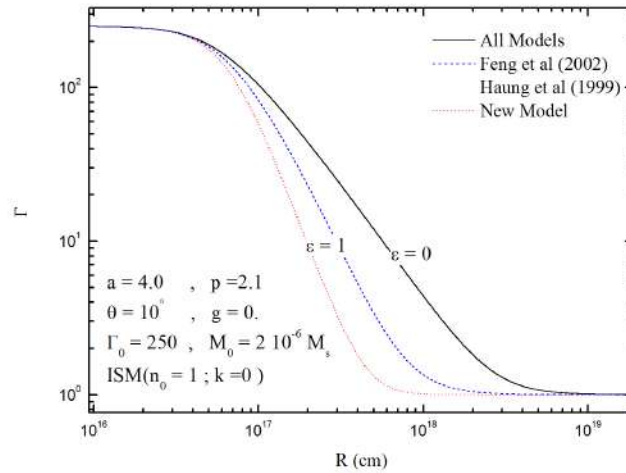
أما في الطور اللا نسبوي لدينا $x \gg 1$ أي $z \gg 1$ ومنه تكتب سلسلة النشر $W_0(z)$ بالشكل:

$$\begin{cases} W_0(z) \approx \ln z - \ln \ln z + \frac{\ln \ln z}{\ln z} + o(\frac{\ln \ln z}{\ln z}) \Gamma \\ = -1 + \frac{M_0}{m} \text{ProductLog}(\frac{M_0}{m} e^{2\frac{M_0}{m} - C}) \end{cases} \quad (2.72)$$

ومنه:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma \approx 1 - \frac{C+\ln 2}{x} \\ \approx -\frac{C+\ln 2}{x} \\ \sim R^{-3} \end{array} \right. \quad (2.73)$$

والتي تقود إلى $\beta \sim R^{-3/2}$. بينما تأخذ في النموذجين الآخرين الميل -3 أي $\beta \sim R^{-3}$.



الشكل 5.2: دراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للكرة النارية بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط الإشعاعي $\varepsilon = 0$ والكظوم $\varepsilon = 1$.

نفس الملاحظة (الشكل 5.2) بالنسبة لدراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للكرة النارية بدلالة R . من أجل النمط الكظوم $\varepsilon = 0$ ، النماذج الثلاثة لها نفس الحلول. الاختلاف موجود في حالة النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$. حيث تنخفض أسرع (منحدر كبير) في نموذجنا الجديد ثم ترجع منحنيات النماذج الثلاثة المذكورة للتطابق في الطور الأخير.

جميع النماذج في النمط الكظوم ($\varepsilon = 0$) لها نفس الحلول (العلاقة (2.50)) للعلاقة (2.49). تؤول هذه الحلول في الطور فوق النسبوي ($m \sim R^3$) إلى $\Gamma \sim R^{-3/2}$. تؤول في الطور اللانسيبي فلولها تؤول إلى $\beta \sim R^{-3/2}$. أما الطور الإشعاعي ($\varepsilon = 1$) أين يختلف نموذجنا عن باقي النماذج، فإن العلاقة (2.62) تؤول في الطور فوق

النسبوي إلى:

$$\Gamma \approx (\sqrt{2} - 1) \frac{M_0}{m} + \frac{e - 1}{\sqrt{2}} \sim \frac{M_0}{m} \quad (2.74)$$

ومنه $\Gamma \sim R^{-3}$. غير أن العلاقة (2.62) تؤول في الطور اللاننسبوي إلى:

$$\Gamma \approx 1 - (C + \ln 2) \frac{M_0}{m} \sim 1 \quad (2.75)$$

وعليه:

$$\beta \approx \frac{\sqrt{-2 \frac{C + \ln 2}{x}}}{1 - \frac{C + \ln 2}{x}} \sim x^{-1/2} \quad (2.76)$$

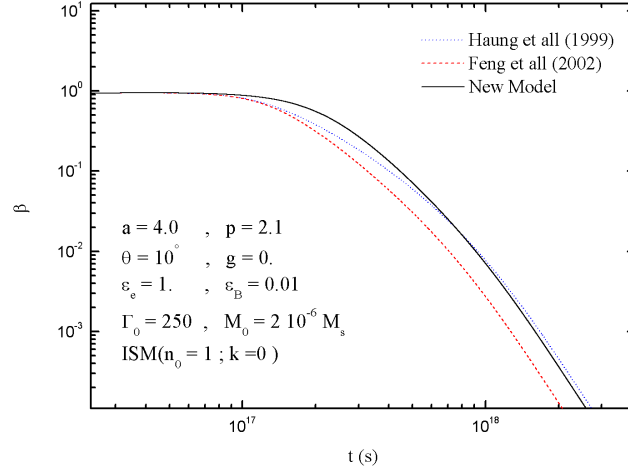
لنصل إلى $\beta \sim R^{-3/2}$. أما بالنسبة بالنموذجين الآخرين في الطور فوق النسبوي فإن $\Gamma \sim \frac{M_0}{m} - 1$ ، ومنه $\Gamma \sim R^{-3}$ ، ويصبح لدينا في الطور اللاننسبوي $\beta \sim R^{-3}$.

وأخيرا يؤول معامل لورنتز في الطور الأخير لجميع الأنماط إلى 1.

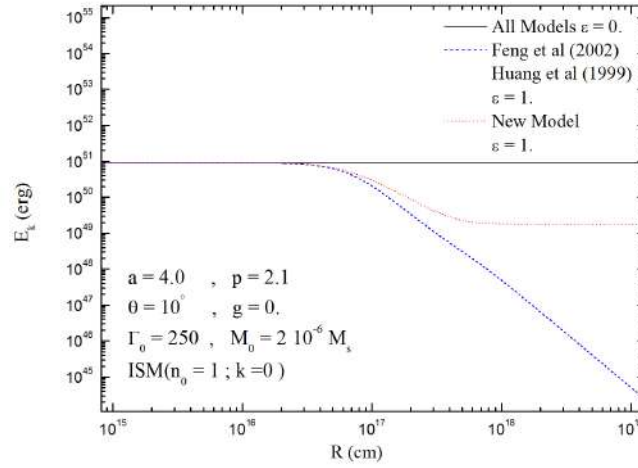
يمثل الشكل 6.2 تغيرات سرعة المقذوفة $\beta = v/c$ من أجل فعالية إشعاع متغيرة حيث $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$. نلاحظ أن المنحنى الذي يمثل نموذجنا عند $R \geq 10^{18} \text{ cm}$ يماثل تقريبا نموذج هوانغ في الجزء الأخير من الطور اللاننسبوي.

نلاحظ في الشكل 7.2 تغيرات الطاقة الحركية E_k ، عند النمط الكظوم $\varepsilon = 0$ حيث تكون قيمتها محفوظة لجميع النماذج (أثبتنا سابقا أن نموذج شيانغ الكلاسيكي محدود ولذلك لا يؤخذ بعين الاعتبار)، وهو ما يوافق مبادئ الفيزياء.

لدينا فيما سبق عند النمط الكظوم $\varepsilon = 0$ العلاقة (2.50) هي حل العلاقة (2.49) والتي تؤدي إلى $E_k = E_{k0}$ وهو ما يفسر ثبات الطاقة الحركية رغم تفاوت قيم R سواء في الطور فوق النسبوي أو اللاننسبوي. لكن يخلق الوضع في النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ حيث الطاقة الحركية E_k تتباطأ في الطور النسبوي لكل النماذج، ليصبح تغيرها ثابتا في نموذجنا في الطور اللاننسبوي عكس نموذج هوانغ ونموذج فانغ. حيث يكمن السبب في العلاقة (2.62) والتي تؤول إلى $\Gamma \sim 1 - (C + \ln 2) M_0/m$ ، ومنه:



الشكل 6.2: دراسة تغيرات سرعة المقذوفة $\beta = v/c$ بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي)، من أجل فعالية إشعاع متغيرة $\varepsilon_e = 1, \varepsilon_B = 0.01$.



الشكل 7.2: دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_k للكرة النارية بدلالة R (في مقياس لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ والكظوم $\varepsilon = 0$.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_k = (\Gamma - 1)M_0 c^2 \\ \sim -(C + \ln 2) \frac{M_0}{m} c^2 \\ \sim -(C + \ln 2) = C^{te} : m \gg M_0 \end{array} \right. \quad (2.77)$$

أما بالنسبة للنموذجين الآخرين، فمن العلاقة (2.36) لدينا:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_k \sim 2 \frac{(m_0 + M_0)^2 (\Gamma_0 - 1)}{(\Gamma_0 + 1)} \frac{1}{m + M_0} \\ \sim \frac{1}{m} \\ \sim R^{-3} \end{array} \right. \quad (2.78)$$

ومنه في المعلم اللوغاريتمي (الشكل 7.2) يسلك التغير قانون القوة سلوك خط مستقيم بميل 3- . أما في الطور النسبوي فإن العلاقة (2.63) تتحول إلى:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma \sim \frac{\sqrt{2}-1}{m} M_0 \\ \sim \frac{1}{m} \\ \sim R^{-3} \end{array} \right. \quad (2.79)$$

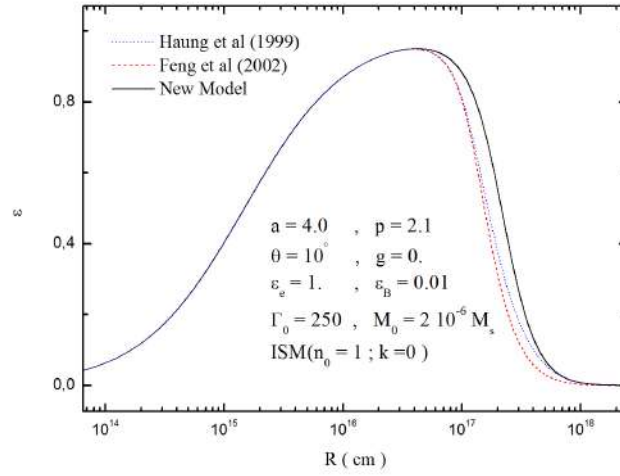
وعليه:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_k \sim \frac{\Gamma}{m + M_0} \\ \sim \frac{\Gamma}{M_0} \\ \sim R^{-3} \end{array} \right. \quad (2.80)$$

مع تقريبات مماثلة للنموذجين الآخرين. والملاحظ أن لدينا نفس سلوك E_k كدالة لـ R ، مع معامل تناسب صغير بينها بسبب اختلاف حل Γ بين نموذجنا والنموذجين الآخرين. يوضح الشكل 8.2 تغيرات فعالية الإشعاع للكرة النارية ε بدلالة المسافة R لنموذجنا (الخط الصلب الأسود)،

نموذج فانغ (خط متقطع أحمر) وهوانغ (نقاط زرقاء). ل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$. حيث نلاحظ أن جميع المنحنيات متطابقة في الطور فوق النسبي، ليصل لقيمة أعظمية حيث يقدم نموذجنا القيمة العظمي. ولأنه بأخذ العلاقتين (2.24) و (2.25) وتعويض عبارتيهما في العلاقة (2.23) تأخذ الشكل التالي:

$$\epsilon = \varepsilon_e [1D\Gamma R^{-1}(A\Gamma + B)^{-1}(\Gamma - 1)^{-2}]^{-1} \quad (2.81)$$



الشكل 8.2: دراسة تغيرات فعالية الإشعاع ε لكرة النار بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. ل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$.

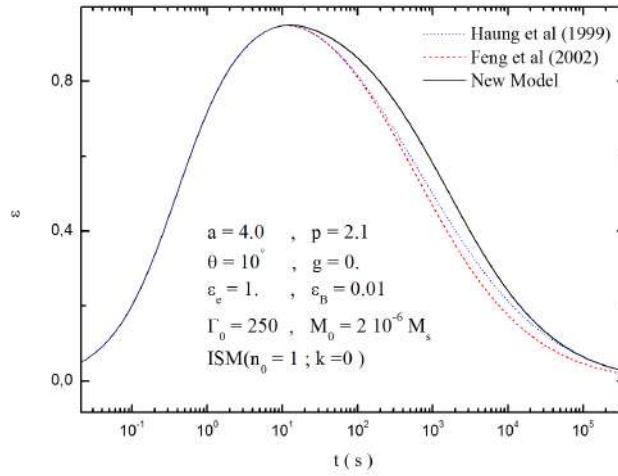
حيث أنه في الطور اللا نسبي لدينا R كبيرة و $\Gamma \sim 1$ ومنه $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_e \sim 1$. ليتناقص متأخراً مقارنة مع النماذج الأخرى، ثم يتبع نفس السلوك لنموذج فانغ لمسافة صغيرة ليلتحق بباقي النماذج من أجل القيم الدنيا. أما الطور الفوق نسبي أين تكون قيمة Γ كبيرة ومنه:

$$\varepsilon \rightarrow \varepsilon_e \frac{AR\Gamma^2\Gamma}{AR\Gamma^2 + D} \quad (2.82)$$

وهي دالة متناقصة بالنسبة ل $R\Gamma^2$. تظهر النتائج العددية أن $(\Gamma/dt) = (d\Gamma/dR) + (dR/dt)$ متناقصة بدلالة R ، و $(dR/dt) \sim \Gamma^2$ من خلال العلاقة (2.4) من أجل قيم كبيرة للمسافة. ومنه تتناقص $d\Gamma/dR$ بشكل أسرع من $1/\Gamma^2$ بدلالة المسافة، وعليه تتناقص ε بدلالة R كما نراه في الشكل 8.2. قيم معامل لورانز Γ في هذا الطور

لنمذجنا أكبر منه في النماذج الأخرى من أجل قيمة ثابتة لـ R وذلك من خلال الشكل 10.2. ولذلك تأخذ ε قيمة أكبر من النماذج الأخرى.

نفس الدراسة من أجل تغيرات فعالية الإشعاع للكرة النارية ε بدلالة الزمن t (الشكل 9.2).

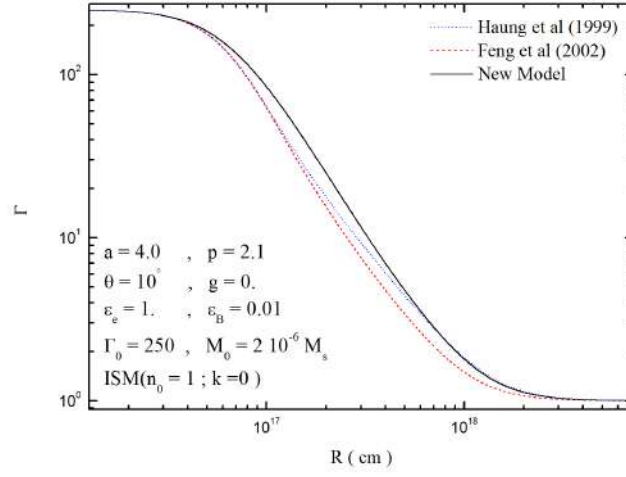


الشكل 9.2: دراسة تغيرات فعالية الإشعاع ε لكرة النار بدلالة الزمن t (في المقياس اللوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. لـ $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$.

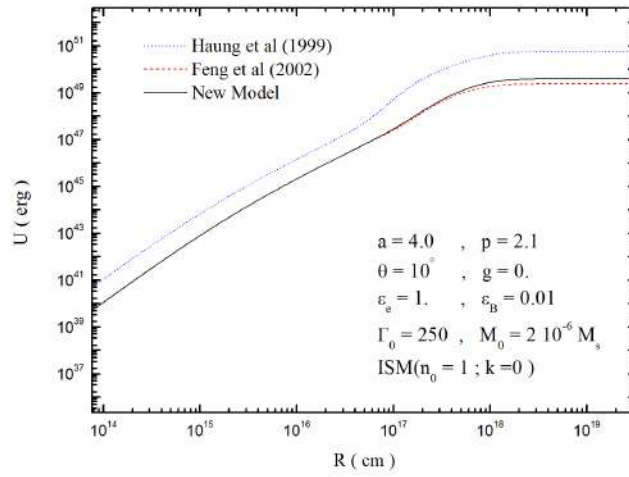
يوضح الشكل 10.2 تغيرات معامل لورنتز Γ للكرة النارية بدلالة R أين فعالية الشعاع متغيرة (حيث $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$). حيث نلاحظ أن منحنا يتناقص متأخراً مقارنة مع النماذج الأخرى، ويتبع نفس السلوك لنموذج فانغ من أجل القيم الدنيا.

تتزايد الطاقة الداخلية U لكرة النار في الشكل 11.2 مع المسافة في النماذج الثلاثة، كما نلاحظ توافقاً تقريبياً بين نموذجنا ونموذج فانغ. وهو أمر منطقي لأننا اعتمدنا على نفس التعريف للطاقة الداخلية المتبقية. وهو نفس الأمر الذي ينطبق على تغيرات الطاقة الداخلية U لكرة النار بدلالة الزمن t .

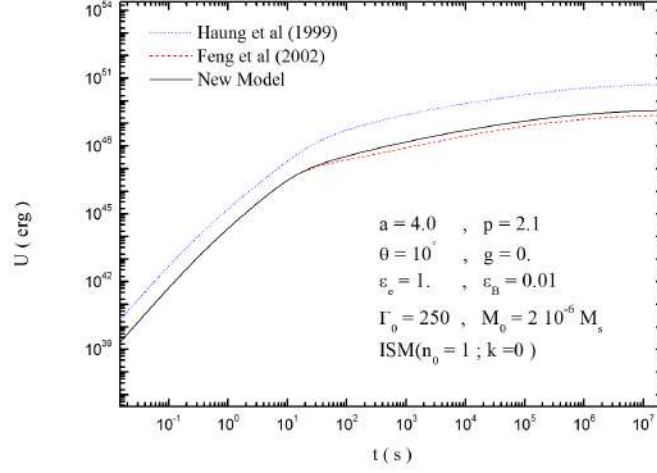
يُمثل تطور السطوع الكلي L_{fb} لكرة النار بدلالة المسافة R في الشكل 13.2 والزمن t 14.2 وفقاً للنماذج الثلاثة، من أجل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$. حيث نلاحظ تناقص قيمة السطوع للنماذج الثلاثة بقيم متفاوتة نسبياً، إلى أن تصل إلى الطور اللانسوبي ليتناقص نموذجنا بحدّة أكثر عن البقية. وهذا يرجع أساساً إلى حقيقة أن علاقة السطوع لنموذجنا L تحتوي على مصطلح إضافي متمثل في العلاقة (2.68). وهو حد تصحيحي سلبي مع تزايد R يضاف إلى العلاقة (2.40) الموجبة المتناقصة مع مرور الزمن أو المسافة.



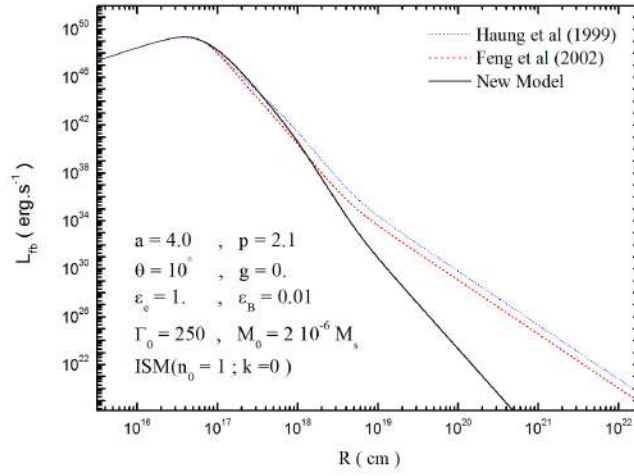
الشكل 10.2: دراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للكرة النارية بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط الإشعاعي $\varepsilon = 1$ والكظوم $\varepsilon = 1$.



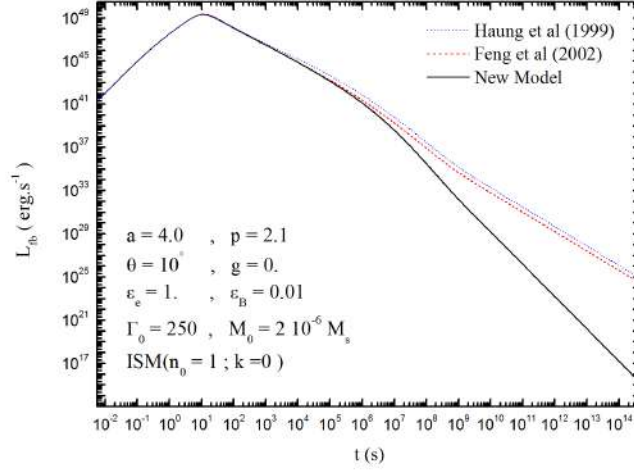
الشكل 11.2: دراسة تغيرات الطاقة الداخلية U لكرة النار بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$.



الشكل 12.2: دراسة تغيرات الطاقة الداخلية U لكرة النار الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط $\epsilon_e = 1$ و $\epsilon_B = 0.01$.



الشكل 13.2: تطور السطوع الكلي L_{fb} لكرة النار بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل $\epsilon_e = 1$ و $\epsilon_B = 0.01$.



الشكل 14.2: تطور السطوع الكلي L_{fb} لكرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل النمط $\epsilon_e = 1$ و $\epsilon_B = 0.01$.

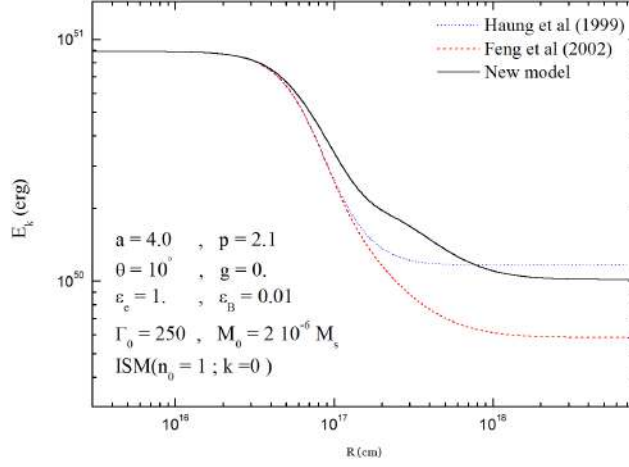
يعرض الشكل 15.2 إجمالي تغيرات الطاقة الحركية E_c بدلالة المسافة R من أجل فعالية إشعاع متغيرة $\epsilon_e = 1$ و $\epsilon_B = 0.01$ ، حيث نلاحظ الاختلاف بين النماذج الثلاثة، غير أن السلوك العام هو نفسه: استقرار في الطور فوق النسبوي ثم تناقص إلى الحد الأدنى في الطور اللا نسبوي، أين تصبح المنحنيات في النماذج الثلاثة مسطحة تقريباً. مع وجود ميلين في نموذجنا الجديد أثناء التناقص والذي يرحح أنه يعطينا معلومة عن بداية مرحلة الهضبة في منحنيات الضوء لأشعة ما بعد انفجارات غاما السينية.

في الطور فوق النسبوي حيث يكون سلوك الطاقة الحركية متشابهاً، أين تأخذ Γ قيمة كبيرة، تكون $M_0 \gg m$ و $\epsilon \approx \epsilon_e$ (حسب العلاقة (2.23)). ومنه ينتج لدينا في جميع النماذج $E_k \sim (\Gamma - 1)M_0$ وعليه نفس المعادلة التفاضلية تقريباً:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0} \quad (2.83)$$

أما الطور اللا نسبوي أين $m \gg M_0$ ، $\epsilon \approx 0$ و $\Gamma \sim 1$ ، لدينا:

$$\begin{cases} U & \approx m(\Gamma - 1) + c^{te} \\ \frac{d\Gamma}{dm} & \sim -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0} \end{cases} \quad (2.84)$$



الشكل 15.2: دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_c للكوة النار بدلالة R (في سلم لوغاريتمي) وفقاً للنماذج الثلاثة. من أجل $\varepsilon_e = 1$ و $\varepsilon_B = 0.01$.

والذي يقودونا إلى:

$$\begin{cases} m \sim \frac{1}{\Gamma-1} \\ E_k \approx 2(\Gamma-1)m + C^{te} \end{cases} \quad (2.85)$$

و منه تكون قيمة الطاقة الحركية ثابتة لكل النماذج مع اختلاف في القيمة يرجع إلى التعبير المعقد للعلاقة:

$$\varepsilon \approx \varepsilon_e \times 1/[R(A\Gamma + B)(1 - \Gamma)^2] \quad (2.86)$$

أما في الطور اللانسيوي، فنلاحظ أن نموذج هوانغ يعطي حلولاً أكبر بقليل من نموذجنا لكن بفارق كبير عن نموذج فانغ. يرجع هذا الفارق الأخير إلى طبيعة العلاقة التفاضلية $(\frac{d\Gamma}{dm})$ واختلافها بين كل من نموذج فانغ ونموذج هوانغ على سبيل المثال، حيث تختلف في العلاقات التالية (2.51)، (2.42) و (2.53).

2.10.2 نموذجنا

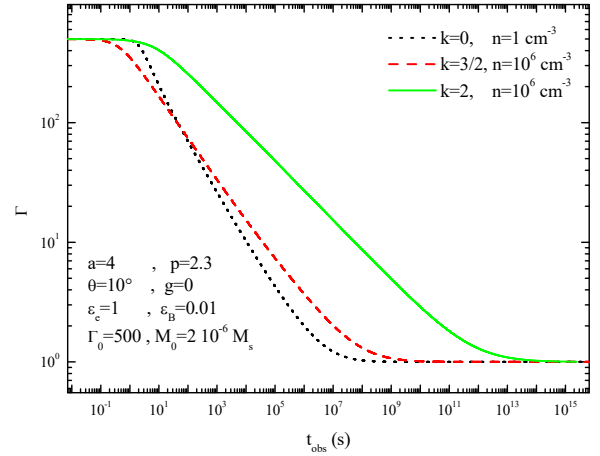
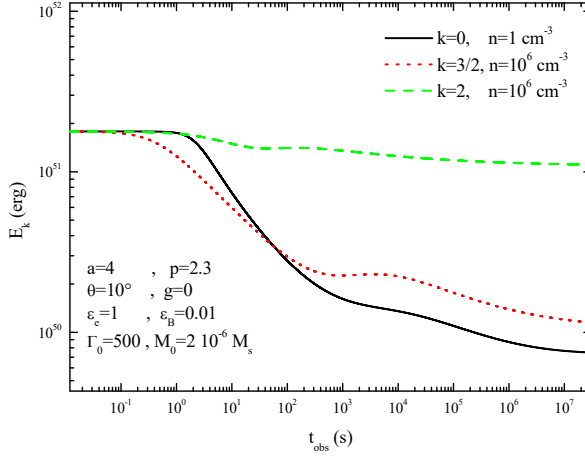
الهدف من هذا القسم هو دراسة تأثير المقادير الفيزيائية على التطور الهيدروديناميكي لكرة النار. حيث سنركز على نموذجنا مع أخذ المعطيات الابتدائية التالية: نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $\varepsilon_e = 1$ ، $\varepsilon_B = 0.01$ ، $\Gamma = 500$ ، $g = 0$ و $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$. نأخذ قيمة الانزياح نحو الأحمر $z = 1$ ، المقابلة لمسافة اللهعان $D_L = 6.82 Gpc$ في الوسط بين النجمي. نلاحظ في الشكل 16.2 عموما شذوذا في سلوك كرة النار في الوسط المحيط نجم ولف-رايت $k = 2, n = 10^6 cm^{-3}$. أين يتميز بتباطؤ لمعامل لورنتز أقل حدة من الأوساط الأخرى، حيث أنه كلما كانت كثافة الوسط المحيط منخفضة كلما كان التباطؤ أسرع للمقدوفة، والذي يبرره تنامي الكتلة المتنامية بشكل أكبر.

أما الشكل 17.2 فيوضح تغيرات المقادير الفيزيائية بدلالة فعالية إشعاع متغيرة ومختلفة. حيث نلاحظ أكبر تأثير في الشكل 17.2b أين نستطيع القول أن فقدان الطاقة الحركية الكلية للصدمة يكون بشكل كبير كلما كانت ε_e أكبر. رغم أنه لا يعبر عن الحقيقة المطلقة بإعتبار أن جزء آخر من الطاقة الداخلية يصرف أيضا على حركة الإلكترونات والبروتونات $\varepsilon_e + \varepsilon_B \approx 1$.

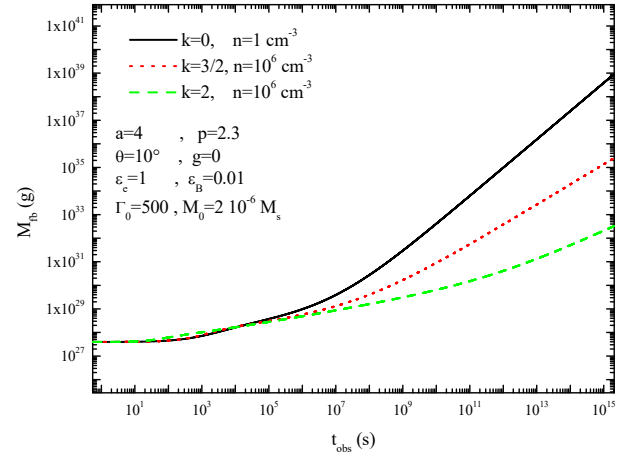
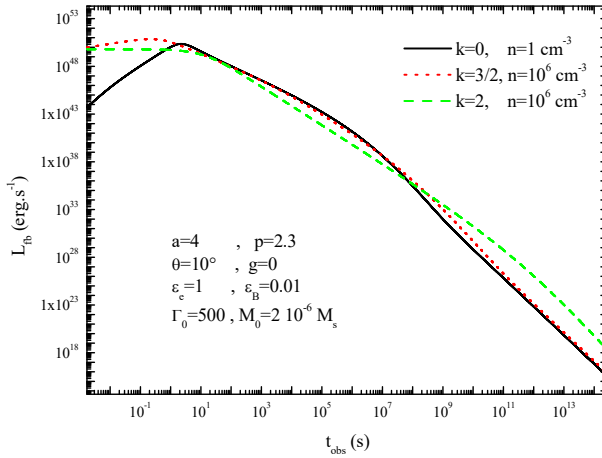
وضح الشكل 18.2 أن تغير معامل لورنتز لا يؤثر على كتلة كرة النار وأنه ليس السبب الرئيسي حسب نموذجنا في تغير الكتلة النامية للمقدوفة النسبوية وهذا من خلال الشكل 18.2c. بينما الوضع السائد هو أنه كلما ارتفع معامل لورنتز كلما تباطأت كرة النار في وقت أبكر (الشكل 18.2a) وعليه تصل إلى قمة إشعاعها بزمان أقل (الشكل 18.2d). نفس المفهوم أيضا في حالة الطاقة الحركية الكلية حيث تفقد كرة النار طاقتها بوقت أسرع. نلاحظ أيضا أنه يصاحب ذلك تغير في السلوك العام لنموذجنا أين نرى ظهور كسر آخر.

بعد كل ما سبق ومن خلال دراسة عامة يتضح لنا من خلال مقارنة الشكل 19.2a والشكل 7.1 في الفصل الأول، الذي يوضح منحنيات الضوء لأشعة ما بعد انفجارات غاما السينية القياسية المتعارف عليها، أن مرحلة الهضبة تبتدئ في حدود $10^2 s$ وهو ما يوافق تقريبا القيمة الموضحة في الشكل 19.2a.

ينما نلاحظ في باقي المنحنيات في الشكل 19.2 أن سلوك الطاقة الحركية الكلية يتغير أحيانا بتغيير قيم g ، p و θ ويتضح لنا مرة أخرى ظهور كسور أخرى، كنتيجة إضافية لتغيرات g حيث ارتفاع القيمة الابتدائية للطاقة الحركية الكلية كليتا في حالة القيمة 1.

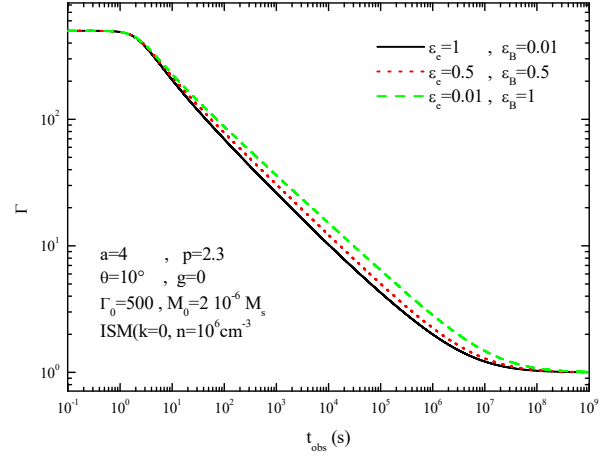
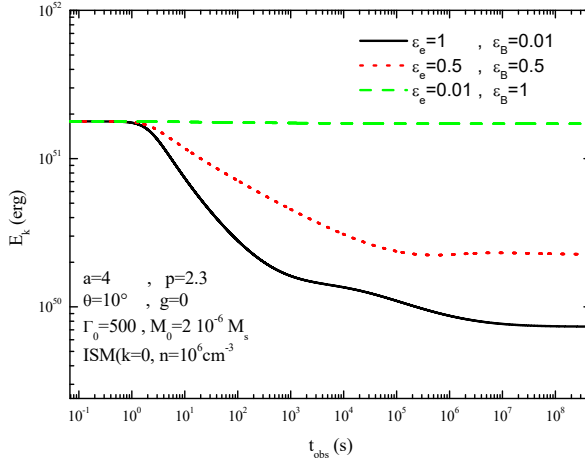


(a) دراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للكوة النار بدلالة الزمن t (b) دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_k للكوة النار بدلالة t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا في أوساط محيط مختلفة. سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا في أوساط محيط مختلفة.

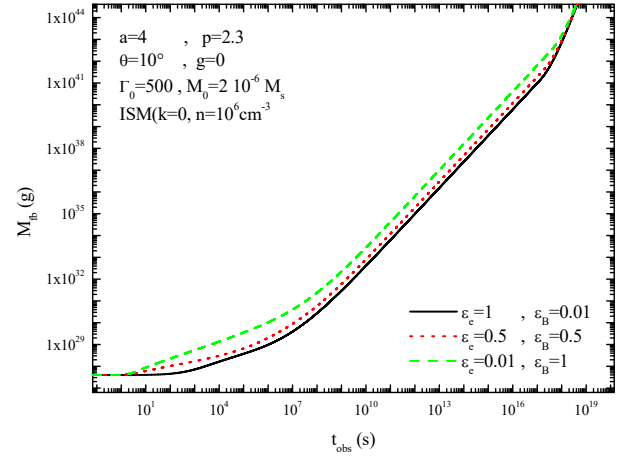
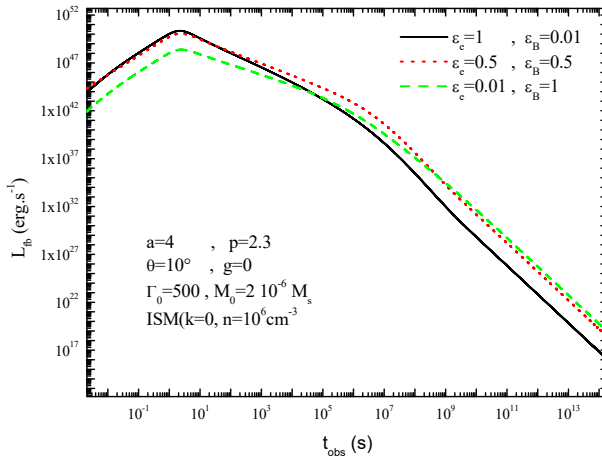


(c) دراسة تغيرات كتلة كوة النار M_{fb} للكوة النارية بدلالة (d) تطور السطوع الكلي L_{fb} لكوة النار بدلالة الزمن t (في الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا في أوساط محيط مختلفة. سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا في أوساط محيط مختلفة.

الشكل 16.2: دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكوة النار للكوة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا في أوساط محيط مختلفة.

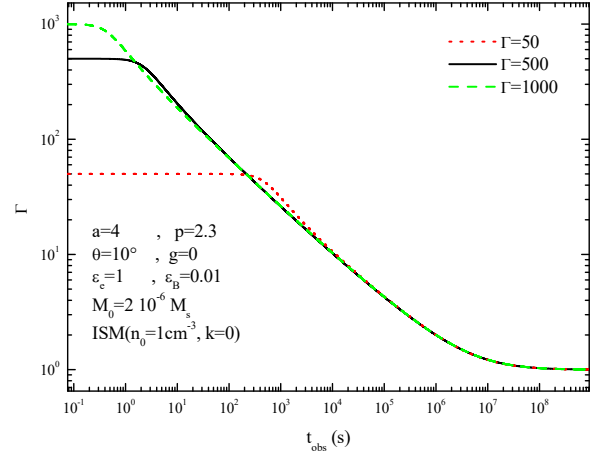
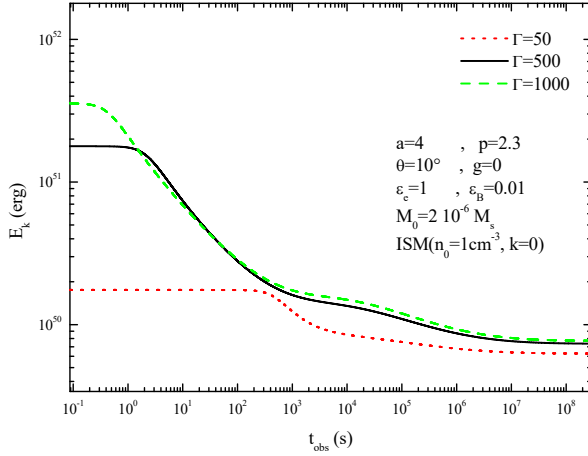


(a) دراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للكرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لفعالية إشعاع غير ثابتة t (في سلم لوغاريتمي) ودراسة تغيرات الطاقة الحركية E_k للكرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لفعالية إشعاع غير ثابتة t ومختلفة.

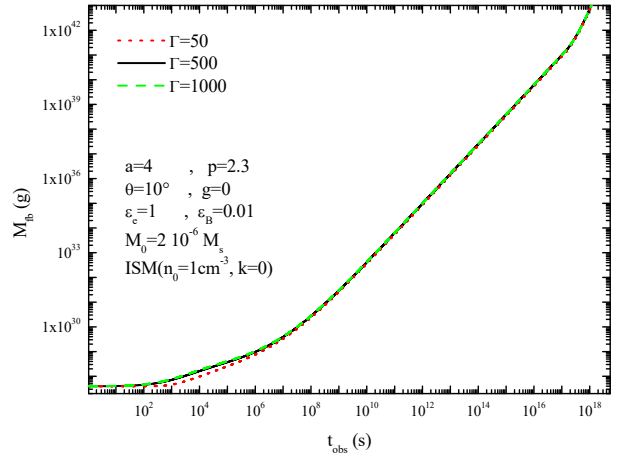
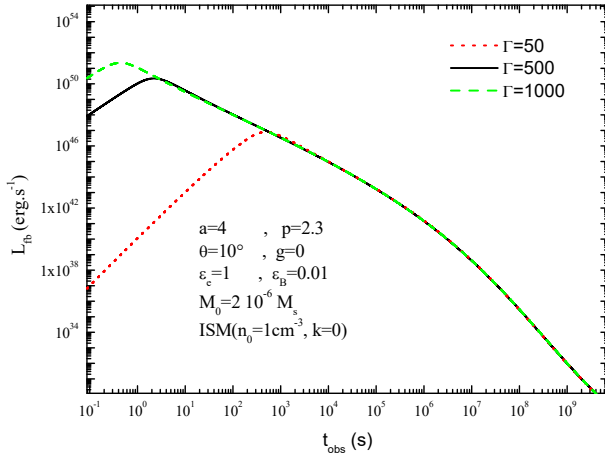


(c) دراسة تغيرات كتلة كرة النار M_{fb} للكرة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لفعالية إشعاع غير ثابتة t (في سلم لوغاريتمي) ودراسة تغيرات السطوع الكلي L_{fb} للكرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لفعالية إشعاع غير ثابتة t ومختلفة.

الشكل 17.2: دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكرة النار للكرة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لفعالية إشعاع غير ثابتة ومختلفة.

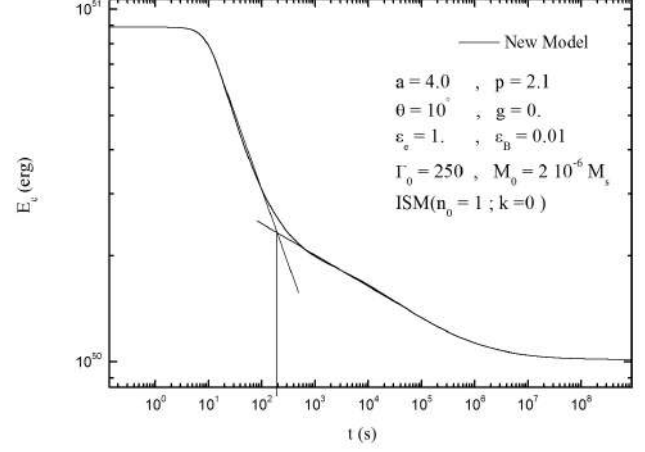
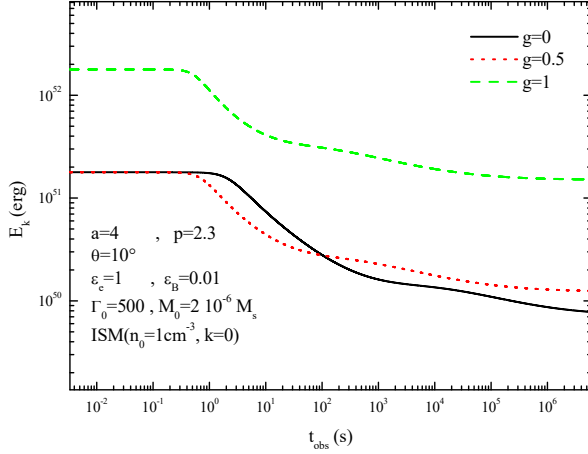


(a) دراسة تغيرات معامل لورنتز Γ للككرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز. (ب) دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_k للككرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز.

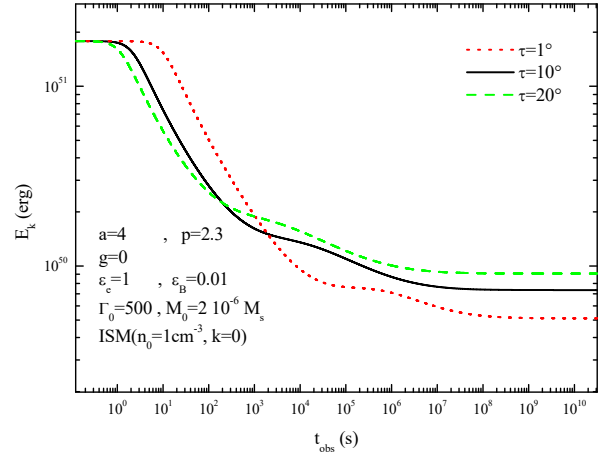
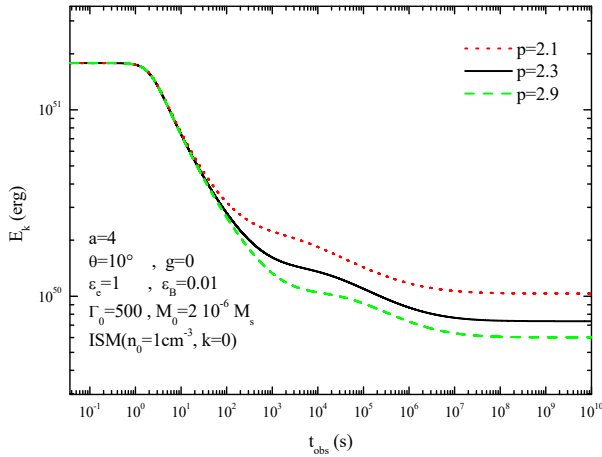


(c) دراسة تغيرات كتلة ككرة النار M_{fb} للككرة النارية بدلالة t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز. (د) تطور السطوع الكلي L_{fb} لككرة النار بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز.

الشكل 18.2: دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكرة النار للككرة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز.



(a) دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_k للكوة النارية بدلالة R (b) دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_k للكوة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة معامل النشر $\epsilon_B = 0.01$ و $\epsilon_e = 1$. الجاني.



(c) دراسة تغيرات الطاقة الحركية E_k للكوة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لنصف زاوية τ (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة للمؤشر p . الفتح.

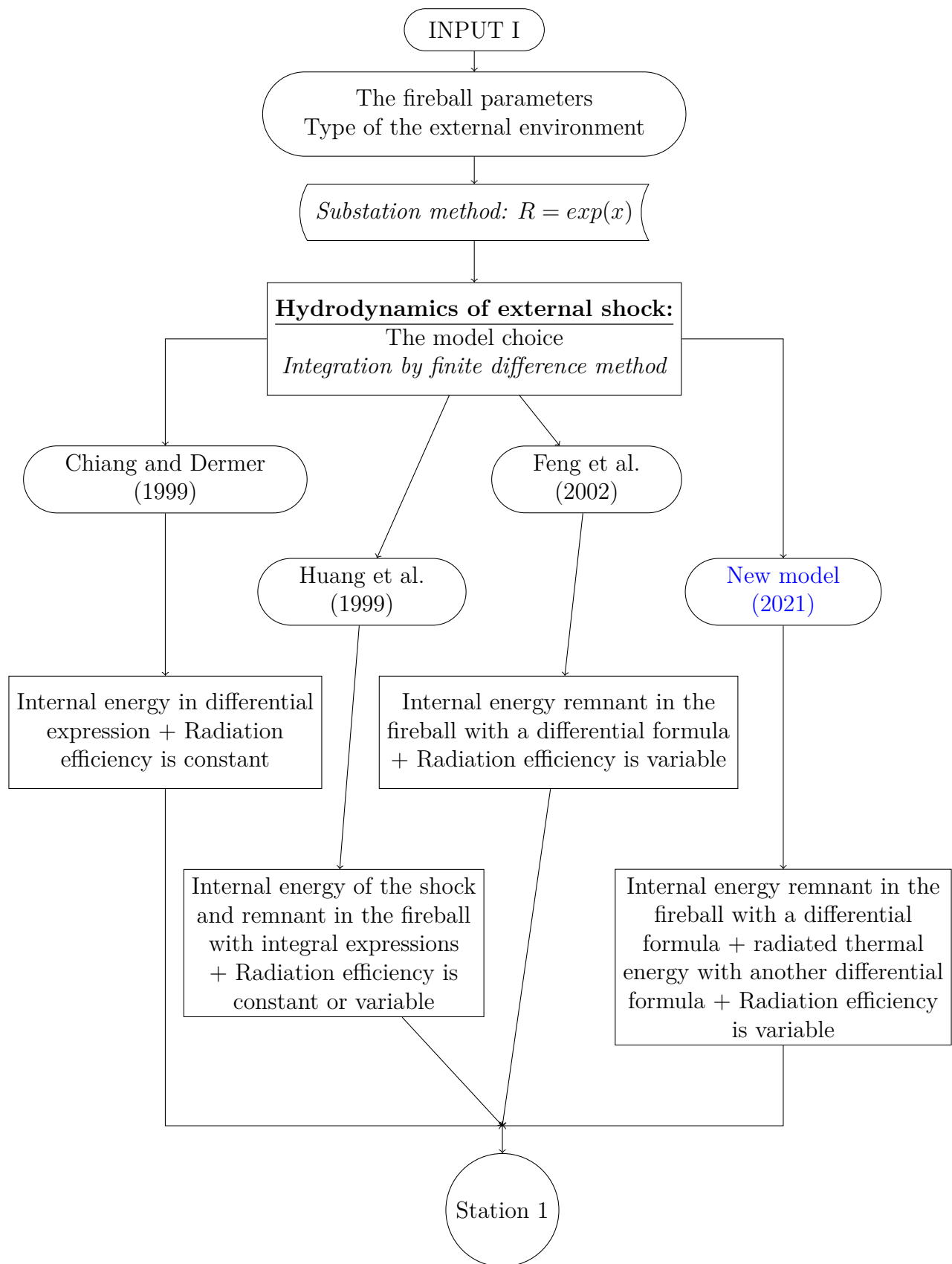
الشكل 19.2: دراسة تغيرات المقادير الفيزيائية الخاصة بكوة النار للكوة النارية بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي) وفقاً لنموذجنا لقيم مختلفة لمعامل لورنتز.

11.2 المخطط التنظيمي للتطور الهيدروديناميكي لكرة النار

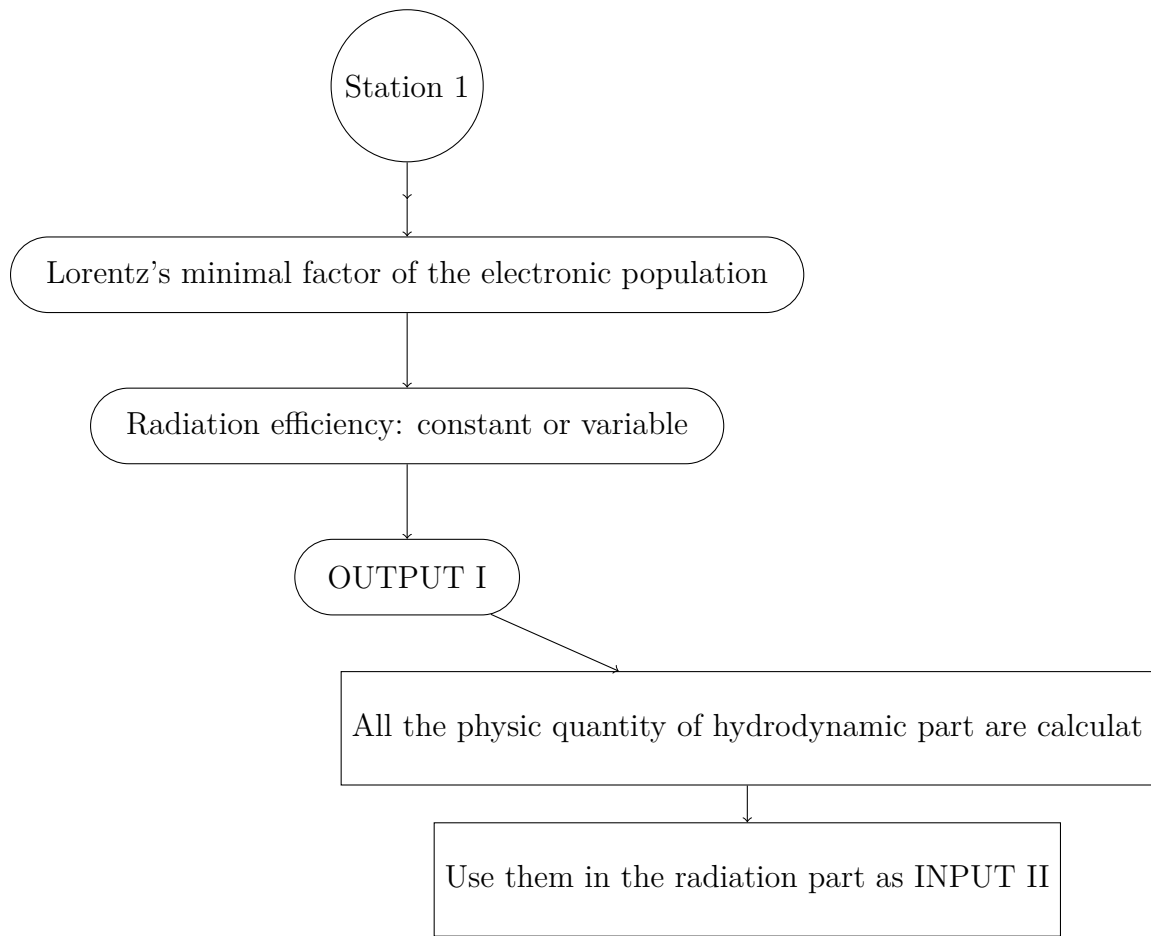
نعرض في هذا الجزء المخطط التنظيمي 'Flowchart' لخريطة إنسيابية تمثل خوارزم لسير المعلومات الخاصة بدراسة التطور الهيدروديناميكي لكرة النار في الباب الأول وأشعة ما بعد انفجرات غاما في الباب الثاني. حيث قمنا في هذه الدراسة بتطوير برنامج خوارزمي بلغة الفورترن يحتوي العديد من البرامج الثانوية 'subroutine' والطرق الرياضية.

الجزء الأول من المخطط التنظيمي في الشكل 20.2 هو من أجل الدراسة الهيدروديناميكية للصدمة الخارجية (كرة النار مع وسط المحيط). حيث أدخلنا في المرة الأولى 'input' جميع المعلومات التي تعبر عن المعطيات الأولية للمقادير الفيزيائية اللازمة خلال الحلقة الشرطية 'Conditional loop' IF : مثل المعلومات الأولية لكرة النار والبيئة الخارجية. بعد ذلك قمنا بتحديد حالة كرة النار سواء كانت ذات نمط إشعاعي أو كظوم، فعالية الإشعاع ثابتة أو متغيرة. بعدها اختيار أحد نماذج معامل لورينتز الأدنى من النماذج المقترحة.

نبدأ البرنامج الخاص بنا بتغيير المتغير 'Substation method' $R = exp(x)$ لتسهيل القراءة على محور المسافة R ، حيث هو طريقة للتكامل على نطاق طويل من المسافة أو الزمن، وهو بالضبط ما تنتقله كرة النار. يتمثل هذا التغيير في استبدال متغير R الذي يتراوح بين 10^{13} إلى 10^{23} بمتغير آخر x (لذا تأخذ x القيم من 13 إلى 23). هذه العملية هي أداة رئيسية لكي تكون حساباتنا سهلة على مسافة كبيرة. ولكن للعثور على الحلول العددية لكرة النار، نستخدم طريقة الفروق المنتهية 'Finite difference method' من أجل خلق جميع العناصر المادية والمقادير الفيزيائية للدراسة الهيدروديناميكية. حيث طريقة الفروق المنتهية هي تقنية تبحث عن حلول تقريبية لمعادلة مشتقة جزئية. في حالتنا، معادلات تغير معامل لورينتز بدلالة الكتلة المتنامية. في الحقيقة، تعتبر هذه الطريقة هي الأبسط، على الرغم من ذلك، فإننا نستعين بها في برنامجنا الخاص لأنها تؤدي إلى تقارب في حل سيدوف، وكذلك الحلول التحليلية في حالة النمط الإشعاعي البحت والثابت. يتم عرض ملخص حساباتنا مع توضيح جميع المقادير المهمة في البرنامج في المخطط التنظيمي للشكلين 20.2 و 21.2. ثم البدء بالجزء الإشعاعي الثاني المعروض في الفصل الموالي.



الشكل 20.2: الهيكل التنظيمي للتطور الهيدروديناميكي لكرة النار لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 1



الشكل 21.2: الهيكل التنظيمي للتطور الهيدروديناميكي لكرة النار لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 2

12.2 الخاتمة

من خلال هذا المحور درسنا أربعة نماذج مقترحة للدراسة الهيدروديناميكية لأشعة ما بعد انفجرات غاما، أثبتنا فعالية نموذج هوانغ، نموذج فانغ ونموذجنا في جميع أطوار المقذوفة النسبوية، بينما لا يستوفي نموذج شيانغ وديمرر شروط حلول سيدوف في الطور اللا نسبي. لذلك استبعدناه من دراستنا. من خلال مقارنة النماذج الثلاثة وجدنا أن نموذجنا ومن خلال تمثيل بياني للطاقة الكلية بدلالة الزمن يعطينا سلوكا جديدا، حيث نرى من خلاله صورة لبداية الهضبة في الجزء الإشعاعي لأشعة ما بعد انفجرات غاما السينية.

الباب 3

انبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما: دراسة أطياف الضوء والمنحنيات

1.3 مقدمة

الهدف الذي نريد الوصول إليه في هذا الفصل هو محاكاة الحلول المستخرجة من النماذج المعتمدة لكل الأطوار مع البيانات الرصدية 'Data'، حيث سنعمد على النماذج الثلاثة الأخيرة. أين اقتصرنا دراسة الإشعاعية على إشعاع السنكروترون 'Synchrotron (OTS)' باعتباره آلية الانبعاث الأساسية. ثم تأثيرات آلية الامتصاص، حيث نخص بالدراسة الامتصاص الذاتي السنكروتروني 'Synchrotron self-absorption (SSA)'، مع إهمال تأثيرات التشتت 'Scattering' مثل انعكاس كومبتون 'Inverse-Compton (IC)'. من ناحية أخرى، لا يؤخذ تأثير تأخير الفوتونات المنبعثة من خطوط العرض العالية لكرة النار الكروية بعين الاعتبار في هذا العمل. نهي هذا الفصل بمقارنة منحنيات الضوء المحسوبة مع تلك التي تم رصدها، بشكل أساسي مع بيانات *XRT – Swift* للأشعة السينية.

2.3 إشعاع السنكروترون

1.2.3 توزيع الإلكترونات المشعة

يكتب توزيع الإلكترونات 'Electron configuration' المتسارعة بواسطة الصدمة الخارجية وراء الانفجار في غياب أي آلية إشعاعية أو أي فقدان للطاقة، على شكل قانون القوة:

$$N'_e(\gamma_e) = \frac{dN'_e}{d\gamma_e} = C^{te} \gamma_e^{-p} \quad (3.1)$$

يأخذ معامل لورنتز قيمه بين $\gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{max}$ ، حيث γ_{max} الحد الأقصى لمعامل لورنتز، و γ_{min} حده الأدنى. يمكن أن يلعب فقدان الطاقة الإشعاعية بواسطة الإلكترونات في حقل مغناطيسي دوراً مهماً في تغيير توزيع الإلكترون [127]، وذلك لأن الإلكترونات ذات معاملات لورنتز المختلفة لها كفاءات إشعاعية مختلفة. في هذه الحالة، يمكن تحديد معامل لورنتز الحرج 'Critical lorentz force' γ_c ، أين يصبح إشعاع السنكروترون مهماً. حيث يكون وقت التبريد السنكروتروني مساوٍ لوقت النشر في المحيط الخارجي، ومنه $t'_{ex}(\gamma_c) = t'_{syn}(\gamma_c)$ ، وعليه γ_c [51, 144] تأخذ الشكل:

$$\gamma_c = \frac{3m_e}{16\epsilon_B \sigma_T m_p c t \Gamma^3 n} \quad (3.2)$$

تعتبر الإلكترونات ذات $\gamma_e > \gamma_c$ مشعة، وتلك التي تأخذ $\gamma_e < \gamma_c$ فتعتبر إلكترونات كظومة. في ظل الوجود المستمر والمنتظم للإلكترونات المتسارعة من خلال الصدمة، يصبح توزيع الإلكترونات المشعة دالة قانون القوة بدلالة القوة $p+1$ [104]، في حين يصبح توزيع الإلكترونات الكظومة ثابتاً. وبالتالي، يمكن وصف التوزيع النهائي بواسطة [145]:

من أجل $\gamma_c \leq \gamma_{min}$:

$$N'_e(\gamma_e) = C_1 \gamma_e^{-(p+1)} \quad \gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{max} \quad (3.3)$$

حيث:

$$C_1 = \frac{p}{\gamma_{min}^{-p} - \gamma_{max}^{-p}} n'_e \quad (3.4)$$

من أجل $\gamma_{min} \leq \gamma_c \leq \gamma_{max}$:

$$N'_e = \begin{cases} C_2 \gamma_e^p, & \gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_c \\ C_3 \gamma_e^{-(p+1)} & \gamma_c \leq \gamma_e \leq \gamma_{max} \end{cases} \quad (3.5)$$

حيث:

$$\begin{cases} C_2 = C_3 / \gamma_c \\ C_3 = \left[\frac{\gamma_{min}^{1-p} - \gamma_c^{1-p}}{(p-1)\gamma_c} + \frac{\gamma_c^{-p} - \gamma_{max}^p}{p} \right]^{-1} n'_e \end{cases} \quad (3.6)$$

وأخيرا من أجل $\gamma_{max} \leq \gamma_c$:

$$N'_e(\gamma_e) = C_4 \gamma_e^{-p} \quad \gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{max} \quad (3.7)$$

حيث:

$$C_4 = \frac{p-1}{\gamma_{min}^{1-p} - \gamma_{max}^{1-p}} n'_e \quad (3.8)$$

و n'_e الكثافة الكلية للإلكترون بعد الصدمة، تعطى بالعلاقة [134]:

$$n'_e = \frac{\hat{\gamma}\Gamma + 1}{\hat{\gamma} - 1} n(r) \quad (3.9)$$

2.2.3 القدرة الطيفية 'Spectral power'

في سياق الصدمات النسبوية وتحديد إشعاع السينكروترون كآلية وحيدة للإشعاع لأشعة ما بعد انفجارات غاما، فإن القوة الطيفية لإشعاع السينكروترون ($p'_{\nu'}(\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}.\text{Hz}^{-1})$) من أجل التردد ν' ، التي ينتجها التوزيع الإلكتروني ($N'_e(\gamma_e)$)، والتي تأخذ بعد التكامل الشكل [145]:

$$p'_{\nu'} = \frac{2\sqrt{3}e^2\nu_L}{c} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N'_e(\gamma_e) F\left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right) d\gamma_e \quad (3.10)$$

أين $e = 4.803 \times 10^{10} Fr$ هي الشحنة الكهربائية للإلكترون في النظام CGS ، $\nu_L = eB'(2\pi n_e c)$ تردد لامور، $\nu'_c = (2/3)nu_L\gamma_e^2$ التردد الخاص بإشعاع السينكروترون و $F(x)$ دالة السينكروترون والتي تعطى بالعلاقة:

$$F(x) = \int_x^{+\infty} K_{5/3}(x') dx' \quad (3.11)$$

مع $K_{5/3}(x)$ هي دالة بيسل Bessel functions المعدلة من النوع الثاني ذات الرتبة 5/3 [147]. كما يمكن تبسيط كتابتها من خلال المرجع [146]، أو حسب العلاقة [148]:

$$\frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{+\infty} K_{5/3}(t) dt = \sqrt{3} \left(\frac{3}{2}\right)^{1/3} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3} e^{-\nu/\nu_c} \quad (3.12)$$

يأخذ معامل الانبعاث ($j_{\nu'}(\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-1}.\text{Hz}^{-1}.\text{str}^{-1})$) الشكل:

$$j_{\nu'} = \frac{d^2 P_{\nu'}}{d\Omega' dV'} = \frac{P_{\nu'}}{4\pi} \quad (3.13)$$

يتعلق رمز الفتحة "" بالمعلم الذي حدث فيها الصدمة أي المجرة المضيفة والمقادير التي دون الفتحة تتعلق بمراقب على الأرض أو حولها.

بافتراض أن كرة النار هي نظام متماثل المناحي، فإن التكامل على الحجم الكلي يؤدي إلى:

$$\frac{dP_{\nu'}}{d\Omega'} = \int j_{\nu'} dV' = j_{\nu'} V' \quad (3.14)$$

يمكن إعطاء الحجم الإجمالي في الحالة العامة مع الأخذ بعين الاعتبار النشر الجانبي:

$$V' = A(r) \Delta l' = \Omega_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^g r^2 \Delta l' \quad (3.15)$$

حيث $\Delta l'$ يمثل سُمك كرة النار، ويأخذ في معلم الصدمة الشكل [114, 134]:

$$\Delta l' = \frac{r}{\Gamma} \quad (3.16)$$

قوانين التحويل النسبوي للتردد، الزاوية المجسمة، الزمن وشدة الإشعاع بين المعلم المتحرك في المجرة المضيفة والمراقب بالأرض ملخصة أدناه [104, 145, 149]:

$$\nu = \frac{(1 + \beta)\Gamma}{1 + z} \nu' \quad (3.17)$$

$$d\Omega = \frac{1}{(1 + \beta)^2 \Gamma^2} d\Omega' \quad (3.18)$$

$$t_{obs} = (1 + z)t \quad (3.19)$$

$$\frac{dP_{\nu}}{d\Omega} = (1 + z)(1 + \beta)^3 \Gamma^3 \frac{dP_{\nu'}}{d\Omega'} \quad (3.20)$$

وأخيرا، تقدر الشدة اللحظية 'Instantaneous intensity' ب $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$ أو Jansky ويرمز له ب Jy ، حيث $(1Jy = \text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-1}.\text{Hz}^{-1})$:

$$F_{\nu} = \frac{1}{4\pi D_L^2(z)} 4\pi \frac{dP_{\nu}}{d\Omega} \quad (3.21)$$

أين $D_L(z)$ هي مسافة السطوع المعبر عنها بدالة الانزياح نحو الأحمر z . والمحسوبة في هذا العمل في إطار نموذج ΛCDM ، مع المقادير التالية: ثابت هابل $H = 71 \text{ km.s}^{-1}/\text{Mpc}$ ، كثافة المادة $\Omega_0 = 0.27$ وكثافة الطاقة المظلمة

$\Omega_\Lambda = 0.73$ والتي تهيمن على عالمنا.

تتوافق البيانات الرصدية بشكل عام (بواسطة جهاز المطياف المحمولة على متن الأقمار الصناعية أو المرتبطة بالتلسكوبات الأرضية) مع نطاقات طيفية من أطوال موجة متقاربة كالنطاق الطيفي للأشعة السينية على سبيل المثال لا الحصر. وعليه من أجل دراسة دقيقة تكامل على المجال $[\nu_1, \nu_2]$ ، لنحصل في الأخير على:

$$S_B = \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu \quad (3.22)$$

بالنسبة للطيف المرئي $R - V - B$ للأشعة فوق البنفسجية، أما الأشعة ما تحت الحمراء $I - J - H - K$ ، فإن النتائج غالباً ما تقدم من خلال القدر الفيزيائي المقدار الظاهري 'Apparent magnitude' والمحدد بواسطة العبارة:

$$M_B = M_\odot - 2.5 \log_{10} \left(\frac{S_B}{W_\odot} \right) \quad (3.23)$$

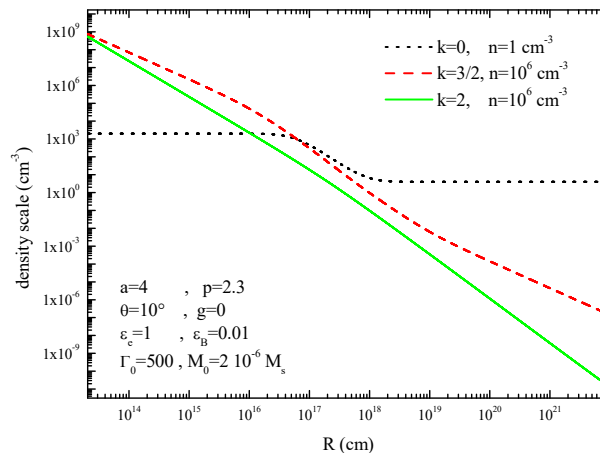
حيث تمثل $M_\odot = -26.7$ و $W_\odot = 1.36 \times 10^2 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ على التوالي المقدار الظاهري وشدة الإشعاع الشمسي 'Radiation intensity' المقاسان من على سطح الأرض.

3.3 النتائج والمناقشة

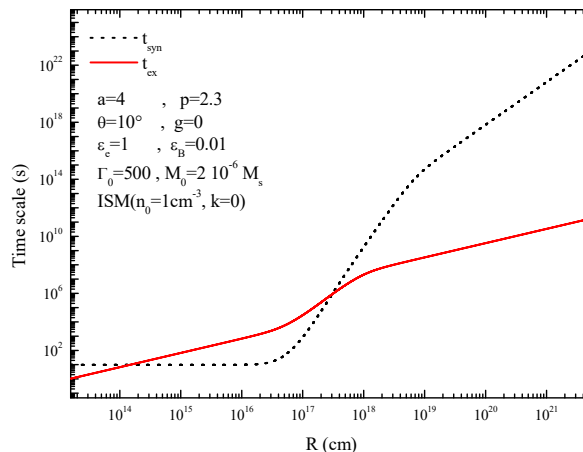
1.3.3 دراسة تغيرات معاملات الإشعاع لكرة النار

قبل التعمق في دراسة منحنيات الضوء وأطياف الطاقة، نفصل أولاً في دراسة مقادير أساسية تؤثر بشكل مباشر في إشعاع كرة النار. نفرض كمعطيات أولية لكرة النار: نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $\varepsilon_e = 1$ ، $\varepsilon_B = 0.01$ ، $\Gamma = 500$ ، $g = 0$ و $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$. نأخذ قيمة الانزياح نحو الأحمر $z = 1$ ، المقابلة لمسافة للمعان $D_L = 6.82 \text{ Gpc}$ ، في الوسط بين النجمي.

نستوضح من خلال الشكل 1.3 الذي يمثل تغيرات الوسط المحيط الذي يصطدم بكرة النار، أن الكثافة تكون ثابتة في الوسط بين النجمي $k = 0, n = 1 \text{ cm}^{-3}$ ، بينما يتناقص منحنى الكثافة في وسط رياح النجم الأحمر الضخم $k = 3/2, n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ بصفة أقل حدة منها في الوسط نجم ولف-رايت $k = 2, n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ الذي يؤثر بدوره في مقدار الكتلة المتنامية لكرة النار.



الشكل 1.3: تطور منحنى الكثافة والكثافة الإلكترونية بدلالة المسافة R (في سلم لوغاريتمي) لمختلف الأوساط المحيطة.

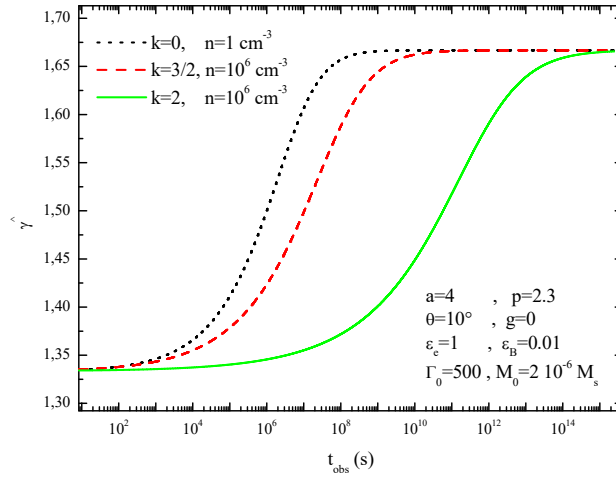


الشكل 2.3: التطور الإشعاعي في كرة النار

75

من خلال منحى γ_c ، أين تسلك الإلكترونات السلوك الإشعاعي عند $\gamma_e > \gamma_c$ ، أو تميل الإلكترونات إلى النمط الكظوم.

أما الشكل 3.3، فيوضح أنه كلما كان تركيز المادة أقل كلما كان التحول من الطور فوق النسبوي إلى الطور اللا نسبوي أسرع. بينما يقدم لنا الشكل 4.3 صورة عن تطور شدة الحقل المغناطيسي الذي يتناقص بصفة عامة خصوصاً في المراحل الأخيرة أين يصبح هذا التناقص في الوسط المحيط بين النجمي بشكل أقل منه في الأوساط الأخرى.

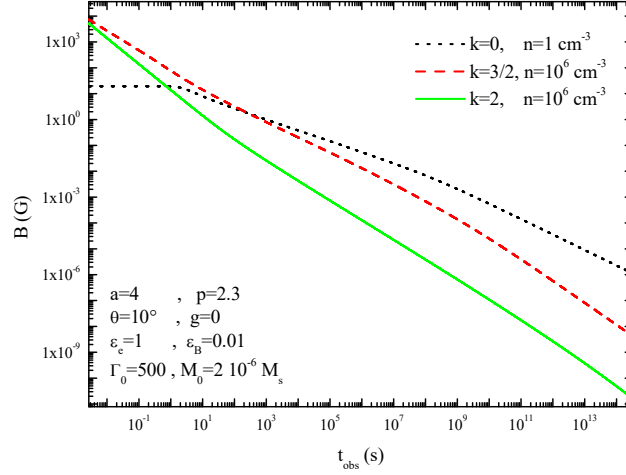


الشكل 3.3: تطور المؤشر الكظوم للمادة المصدومة e' بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي).

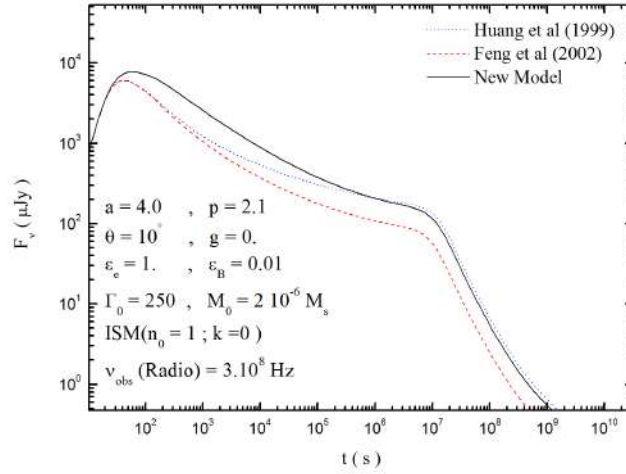
2.3.3 منحنيات الضوء

نأخذ في هذا الجزء قيمة الانزياح نحو الأحمر، أي $z = 1$ ، المقابلة لمسافة السطوع $D_L = 6.82 Gpc$. نعتمد من ناحية أخرى على المعطيات التالية لكرة النار: نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $\epsilon_e = 1$ ، $\epsilon_B = 0.01$ ، $\Gamma = 250$ ، و $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$. لا يؤخذ التمدد الجانبي بعين الاعتبار لذلك نأخذ $g = 0$ ، في إطار النماذج الثلاثة التي أثبتنا فعاليتها لكل أطوار كرة النار، في مزيد من المقارنة بينهما.

وضح الشكل 5.3 لمنحنى الضوء لإنبعاثات ما بعد إنفجارات غاما في إطار النماذج الثلاثة، لتردد الراديو $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$. حيث نلاحظ نفس السلوك للنماذج الثلاثة مع تحولات صغيرة بالمقارنة بين بعض التفاصيل عند التناقص لما $R \leq 10^2 cm$ (انظر الجدول 1.3). حيث نلخص ملاحظتنا في النقاط التالية:



الشكل 4.3: تطور شدة المجال المغناطيسي B' بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي).



الشكل 5.3: منحنى الضوء لإنبعاثات ما بعد إنفجارات غاما (في سلم لوغاريتمي) للنماذج الثلاثة لتردد راديو قيمته $\nu_{obs} = 10^8 \text{ Hz}$.

• دالة F متناقصة بدلالة t كما هو متوقع.

• هناك خمس مناطق يغير فيها المنحنى (عدد الكسور) بشكل عام اتجاهه dF_v/dt ، ويرجع ذلك إلى السلوك

المعقد ل dP/dt بدلالة t .

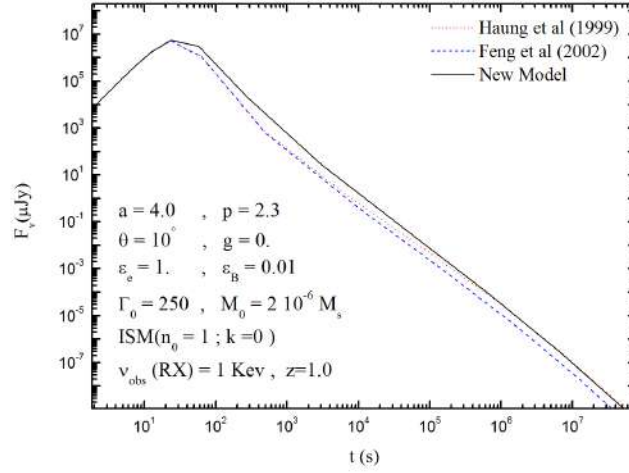
- توجد قيمة عظمى (لجميع النماذج) حوالي $t \sim 43s$. يمكن تفسير ذلك من خلال حقيقة أن دالة السنكروترون $K(x)$ لها قيمة عظمى حول $x = 0.3$ وبالتالي تقابل القيمة العظمى لـ F_ν تقريباً $t = 43s$.
- بالنسبة للقيم الصغيرة نسبياً لـ t (المنطقة 1، $t \sim 10s$)، يكون لـ F_ν نفس القيم تقريباً لجميع النماذج.
- في المنطقة 2 (حيث تغير dF_ν/dt الاتجاه)، أين يكون F_ν الخاص بنموذجنا أعلى حيث يختلف عن النموذجين الآخرين.
- في المنطقة 3 حيث $t \sim 10^6s$ أين يغير dF_ν/dt اتجاهه مرة أخرى.
- في المنطقة 4 ($t \sim 10^8 - 10^9s$)، حيث تتناقص F_ν بشكل أسرع و بميل أكبر.
- في المنطقة 5 حيث $t \geq 10^6s$ و $R \approx 10^{19}cm$ ، أين F_ν يغير ميله مرة أخرى (بقيمة أقل من سابقه).

$F_\nu(\mu Jy)$			
Our model	Feng	Huang	$(s)t_{obs}$
789.98	789.44	789.42	10
7333	6049	6045	43
3159	890	1112	1.2×10^3
207	98	205	10^6
4	1	6	10^8
0.4	0.2	0.6	10^9
0.04	0.01	0.05	10^{10}

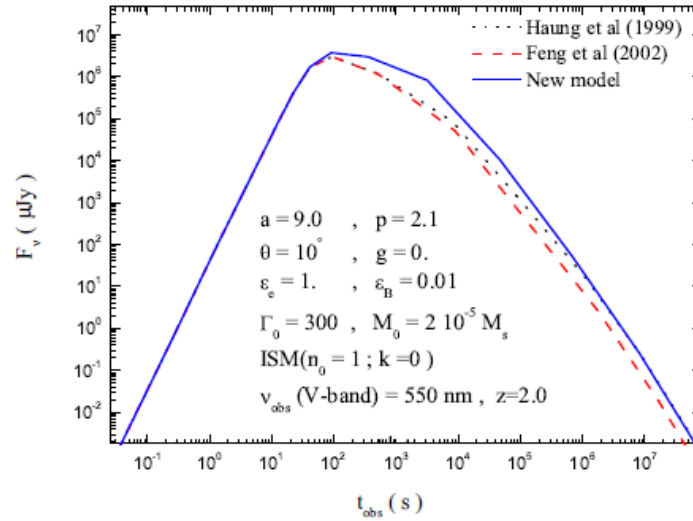
الجدول 1.3: بعض النتائج العددية للشدة اللحظية لمنحنى الضوء للنماذج الثلاثة.

نلاحظ أنه في جميع المناطق 1 و 2 و 3 تكون قيمة F_ν في نموذجنا أكبر من باقي النماذج، وتقريباً نفس تلك الموجودة في نموذج هيونغ ولكنها تختلف قليلاً (تقريباً نفس السلوك لكن بفرق مقدار ثابت) عن تلك الخاصة بفانغ.

يأخذ منحنى الضوء لأشعة ما بعد انفجارات غاما السينية بتردد $\nu_{obs} = 1keV$ (الشكل 6.3) نفس السلوك لجميع النماذج باختلاف صغير نوعاً ما باعتبار السلم اللوغارتمي. أما الشكل 7.3 حيث $z = 2$ ، نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $\epsilon_e = 1$ ، $\epsilon_B = 0.01$ ، $\Gamma = 300$ و $M_0 = 2 \times 10^{-5}M_\odot$. دائماً ما يعطي قيماً للشدة اللحظية أكبر لنموذجنا المقترح مقارنة مع النموذجين الآخرين.



الشكل 6.3: منحى الضوء لانبعاثات ما بعد انفجارات غاما في أوقات مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار النماذج الثلاثة للأشعة السينية ذات التردد $\nu_{obs} = 1kev$



الشكل 7.3: منحى الضوء لانبعاثات ما بعد انفجارات غاما في أوقات مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار النماذج الثلاثة للنطاق V بتردد $\nu_{obs} = 550nm$

دراسة منحنيات الضوء لنموذجنا

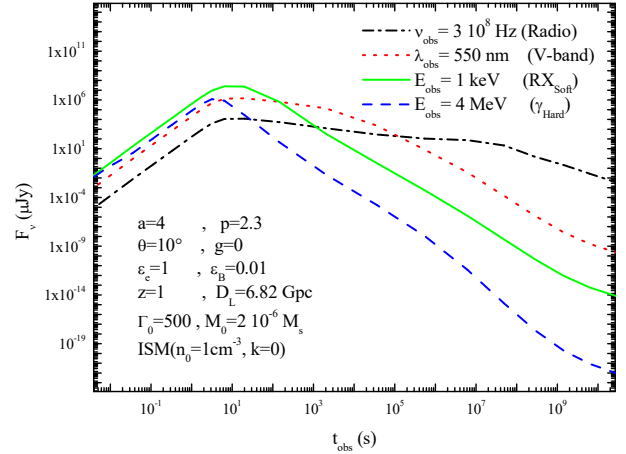
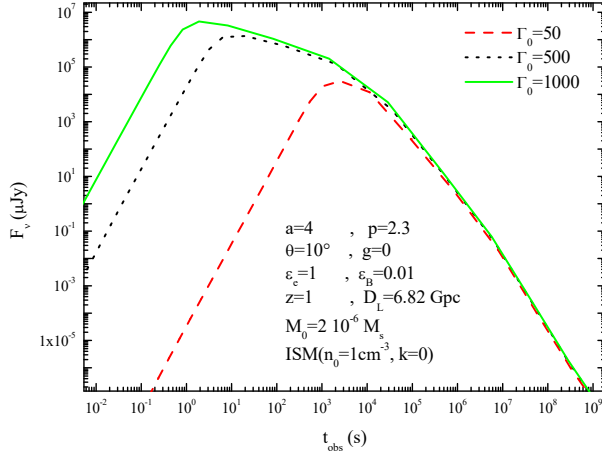
نعتمد المعطيات التالية لكرة النار: نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $\varepsilon_e = 1$ ، $\varepsilon_B = 0.01$ ، $\Gamma = 500$ ، $g = 0$ ، $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$. نأخذ قيمة الانزياح نحو الأحمر $z = 1$ ، المقابلة لمسافة الميعان $D_L = 6.82 Gpc$ ، في الوسط بين النجمي. من ناحية أخرى، نقوم بتغير المقادير الفيزيائية من أجل رؤية تأثيرها على منحنيات الضوء. نلاحظ من خلال الشكل 8.3 أنه:

- يوضح الشكل 8.3a منحنيات الضوء لكل من أطوال الموجة التالية: $\nu_{obs} = 310^8 Hz$ لنطاق الراديو، $\lambda_{obs} = 550 nm$ للنطاق المرئي V ، $E_{obs} = 1 keV$ للأشعة السينية وأخيرا أشعة غاما بطول موجي $E_{obs} = 4 MeV$. نلاحظ في كل المنحنيات وجود ارتفاع يتبع قانون أسي لينتهي بقمة ثم انخفاض بكسر أو أكثر.

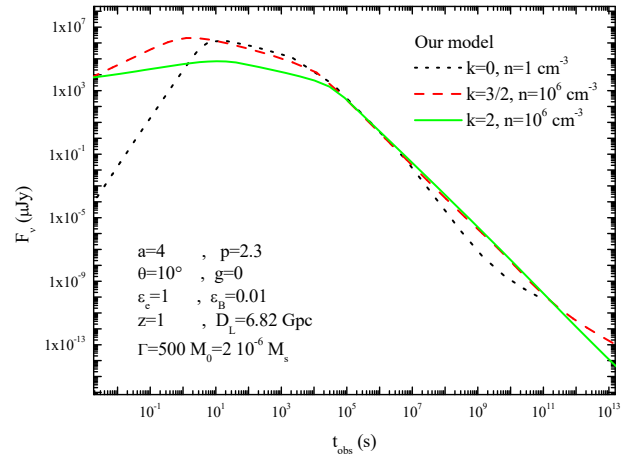
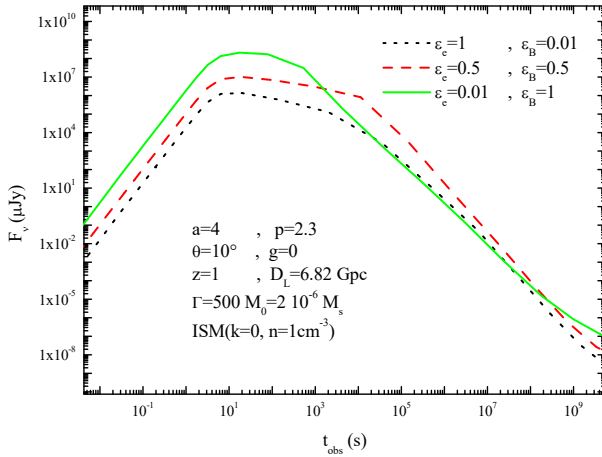
- قننا في الشكل 8.3b بتغيير القيمة الابتدائية لمعامل لورنتز: $\Gamma_0 = 500$ ، $\Gamma_0 = 50$ و $\Gamma_0 = 1000$. حيث كلما زادت قيمة معامل لورنتز كلما كانت الشدة اللحظية أكبر كلما كان الوصول للقمة أسرع.

- نلاحظ في الشكل 8.3c تأثير الوسط المحيط على منحنيات الضوء، خصوصا في الوسط نجم ولف-رايت $k = 2, n = 10^6 cm^{-3}$ الذي يظهر منحنى الضوء كأنه هضبة (مهمة لدراسة منحنيات ما بعد انفجارات غاما السينية للقمر الصناعي *Swift/XRT*). عكس الملاحظ في الوسط بين النجمي $k = 0, n = 1 cm^{-3}$ أو على سبيل المثال رياح النجم الأحمر الضخم $k = 3/2, n = 10^6 cm^{-3}$ حيث لا نرى هنالك خروجاً عن السلوك العام لمنحنيات الضوء.

- يوضح الشكل 8.3d منحنيات الضوء لقيم مختلفة لفعالية الإشعاع. نلاحظ انه كلما تغيرت قيم ε_e و ε_B نتحصل على سلوك جديد.



(a) منحنى الضوء لانبعاثات ما بعد انفجارات غاما لأطوال موجة مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار نموذجنا. (b) منحنى الضوء لانبعاثات ما بعد انفجارات غاما لقيم مختلفة لمعامل لورنتز (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار نموذجنا.



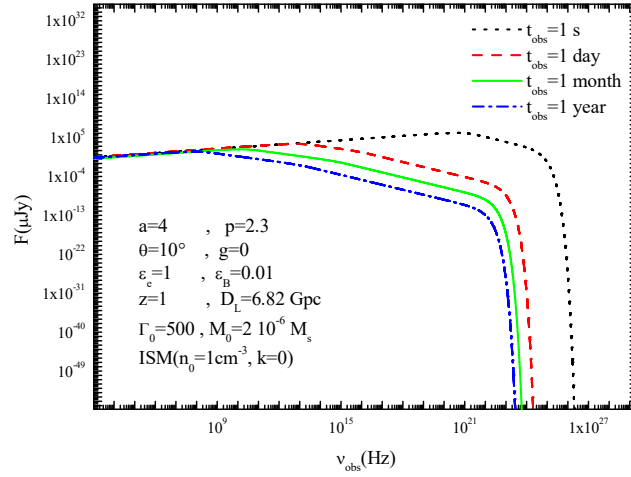
(c) منحنى الضوء لانبعاثات ما بعد انفجارات غاما لأوساط مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار نموذجنا. (d) منحنى الضوء لانبعاثات ما بعد انفجارات غاما لقيم مختلفة لفعالية الإشعاع (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار نموذجنا.

الشكل 8.3: منحنيات الضوء لانبعاثات ما بعد انفجارات غاما لمقادير فيزيائية مختلفة (في سلم لوغاريتمي)، في إطار نموذجنا.

3.3.3 الأطياف

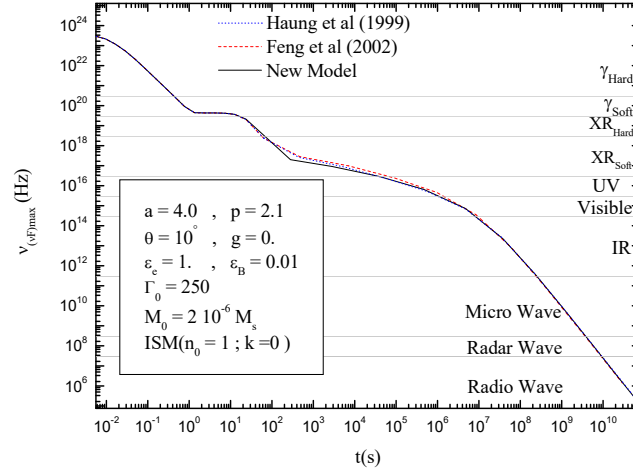
في هذا الجزء تم الاعتماد على نفس المعطيات الابتدائية لكرة النار التي تم تبنيها للحصول على منحنيات الضوء. في هذه الحالة تقتصر الدراسة على الوسط بين النجمي. أي نأخذ قيمة الانزياح نحو الأحمر $z = 1$ ، المقابلة

لمسافة اللهعان ، $D_L = 6.82 \text{ Gpc}$ ، من ناحية أخرى، نعلم المعطيات التالية لكرة النار: نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $\varepsilon_e = 1$ ، $\varepsilon_B = 0.01$ ، $\Gamma = 500$ و $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$. لا يؤخذ بعين الاعتبار التمدد الجانبي لذلك نأخذ $g = 0$ ، في إطار النماذج الثلاثة التي أثبتنا فعاليتها في كل طور مسار كرة النار، في مزيد من المقارنة بينها.



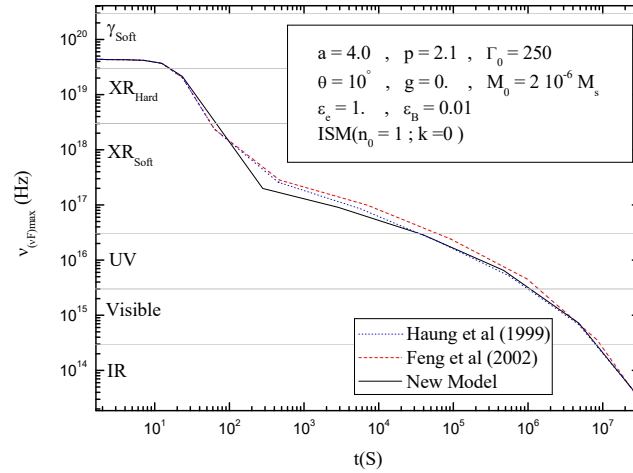
الشكل 9.3: طيف انبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما في أوقات مختلفة (في سلم لوغاريتمي) ، في إطار نموذجنا.

يوضح الشكل 9.3 الأطياف $F_\nu(t)$ المقابلة لفترات معينة من الزمن، لأوقات مراقبة مختلفة t_{obs} . يجعل هذا الشكل تصور التطور الطيفي الزمني لأشعة ما بعد انفجارات غاما ممكناً والذي يستنتج منه ترددات الحد الأقصى للانبعاث من حيث νF_ν وفقاً للوقت. حيث نلاحظ هذا الاختلاف من حيث التردد في الشكل 10.3. يتبين لنا أن تردد الحد الأقصى للانبعاث يتطور من ترددات الأشعة في انبعاثات ما بعد انفجارات غاما حيث يبدأ بأشعة غاما القوية وينتهي في مجال الموجات الراديوية بعد أسابيع قليلة. تبدأ أشعة ما بعد انفجارات غاما في النطاق المرئي بعد بضع دقائق من الانفجار، يتوضح لنا أيضاً أنه بعد بضع ساعات أو ربما أكثر نستطيع رصد الطيف المرئي في انبعاثات ما بعد انفجارات غاما. نتبين من خلال نفس الشكل أيضاً أن هنالك تداخلاً بين أشعة غاما لانفجارات أشعة غاما بحد ذاتها وانبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما.



الشكل 10.3: تردد الانبعاث ν_{obs} المطابق للحد الأقصى ل νF_ν بدلالة الزمن t (في سلم لوغاريتمي)، للنماذج الثلاثة.

أما الشكل 11.3 فيوضح الاختلاف الموجود بين النماذج الثلاثة. يظهر الاختلاف بشكل جلي في نطاق الأشعة السينية والتي يمكن ربطها مع ما قدمه نموذجنا في الدراسة الهيدروديناميكية فيما يخص الطاقة الحركية الكلية، والتي ربطناها مع بداية الهضبة في أشعة ما بعد انفجارات غاما.

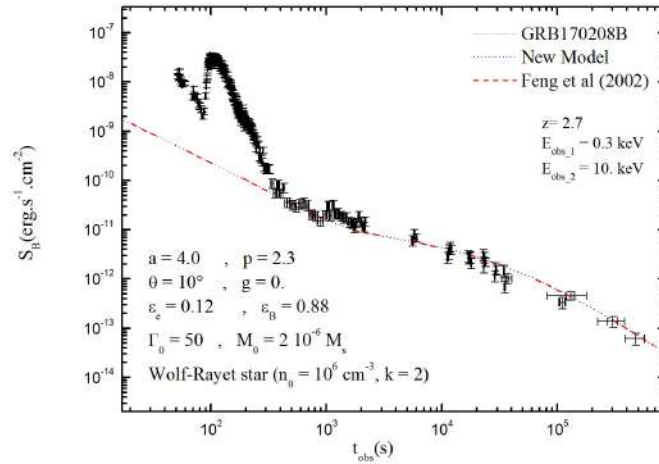


الشكل 11.3: تردد الانبعاث ν_{obs} المطابق للحد الأقصى ل νF_ν بدلالة الزمن t ، للنماذج الثلاثة.

4.3.3 مقارنة نتائج محاكاة النماذج مع البيانات الرصدية

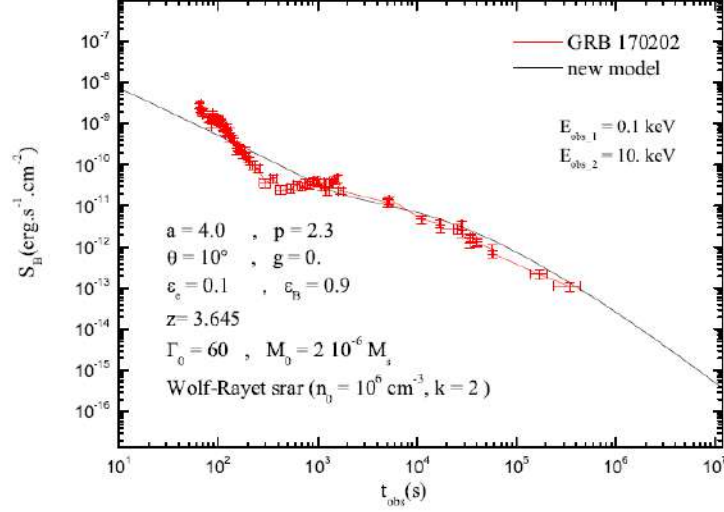
نفرض في هذا الجزء كمعطيات أولية لكرة النار: $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$ الكتلة الابتدائية لكرة النار، $\Gamma = 50$ معامل لورنتز، $g = 0$ التمدد الجانبي، نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $\varepsilon_e = 0.12$ و $\varepsilon_B = 0.88$ فعالية الإشعاع الإلكتروني والمغناطيسي على التوالي، $p = 2.3$ و $a = 4$ وأخيرا الوسيط المحيط هو النجم ولف-رايت ذو الخصائص الآتية $n_0 = 10^6 \text{ cm}^3$, $k = 2$

الشكل 12.3 يُظهر مقارنة بين البيانات الرصدية *GRB170208B*¹ ومنحنيات الضوء النظرية لأشعة ما بعد انفجارات غاما (البرنامج الخاص بنا)، حيث أخذت البيانات الرصدية بواسطة القمر الصناعي *XRT/Swift* من حيث التدفق بعبارة تكاملية S_B في نطاق الأشعة السينية، وقيمة الانزياح نحو الأحمر لهذه الإنبعاثات $z = 2.7$ ، الوسيط المحيط هو نجم ولف-رايت $n_0 = 10^6 \text{ cm}^3$, $k = 2$. نلاحظ التوافق الموجود والذي يدعم أكثر الدراسة النظرية السابقة.



الشكل 12.3: منحنيات الضوء لإنبعاثات ما بعد انفجارات غاما *GRB170208B* التي تمت ملاحظتها بواسطة تلسكوب *XRT/Swift* ومحاكاتها (في سلم لوغاريتمي) بواسطة النماذج الثلاثة.

¹https://www.swift.ac.uk/xrt_curves/00737463/



الشكل 13.3: منحنيات الضوء لإنبعاثات ما بعد انفجارات غاما $GRB170202$ التي تمت ملاحظتها بواسطة تلسكوب $XRT/Swift$ ومحاكاتها (في سلم لوغاريتمي) مع نموذجنا المقترح.

بينما الشكل 13.3 يظهر مقارنة بين البيان الرصدي $GRB170202A$ ومنحنيات الضوء النظرية لأشعة ما بعد انفجارات غاما (البرنامج الخاص بنا). حيث أخذ البيان الرصدي بواسطة القمر الصناعي $XRT/Swift$ من حيث التدفق بعارة تكاملية S_B في نطاق الأشعة السينية، حيث قيمة الانزياح نحو الأحمر لهذه الإنبعاثات $z = 3.645$.

من خلال الشكليين السابقين نلاحظ توافقاً بين البيانات الرصدية وتلك الحلول المستخرجة من نموذجنا مما يدعم الفرضيات المقترحة لبنائه.

4.3 الامتصاص الذاتي للإشعاع السنكروتروني

يلعب الامتصاص الذاتي السنكروتروني (SSA) دوراً مهماً عند الترددات المنخفضة. حيث يمكننا رؤية التأثير على السلوك العام لمنحنيات الضوء وعدد الكسور وقيمها. وبالتالي على دراسة تردد الامتصاص الذاتي السنكروتروني الذي يسمح به العمق الضوئي $\alpha_{\nu'} R/\Gamma$ ، أين $\alpha_{\nu'}$ هو معامل الامتصاص الذي يأخذ العبارة [19, 150]:

$$\alpha_{\nu'} = \frac{(p+2)}{8\pi m_e \nu'_e} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P'_{\nu',e}(\gamma_e) \frac{N'_e(\gamma_e)}{(\gamma_e)} d(\gamma_e) \quad (3.24)$$

حيث:

$$P_\nu = \frac{2\sqrt{3}e^2B}{mc^2} F\left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right) \quad (3.25)$$

ومنه تكتب الشدة اللحظية بحساب تأثير آلية الإمتصاص الذاتي السنكروتروني على الشكل:

$$(F_\nu)_{SSA} = \frac{1}{4\pi D_L(z)^2} 4\pi \left(\frac{dP_\nu}{d\Gamma}\right)_{SSA} \quad (3.26)$$

$$\left(\frac{dP_\nu}{d\Gamma}\right)_{SSA} = (1+z)(1+\beta) \left(\frac{dP_{\nu'}}{d\Gamma'}\right)_{SSA} \quad (3.27)$$

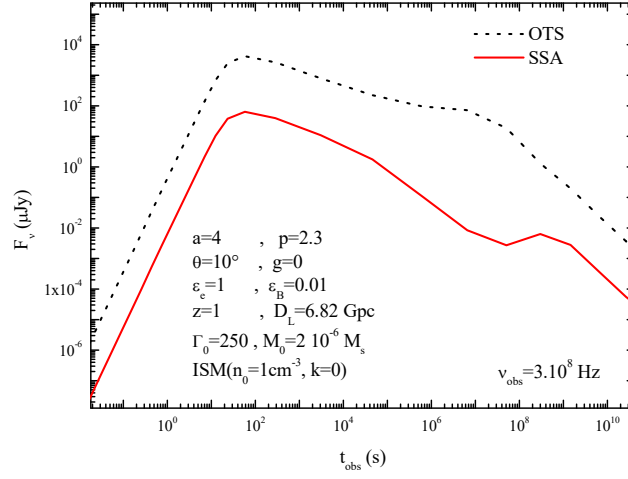
$$\left(\frac{dP_{\nu'}}{d\Gamma'}\right)_{SSA} = \left(\frac{dP_{\nu'}}{d\Gamma'}\right)_{OTS} \frac{1}{\alpha'_\nu \Delta'} (1 - e^{\alpha'_\nu \Delta'}) \quad (3.28)$$

5.3 النتائج والمناقشة

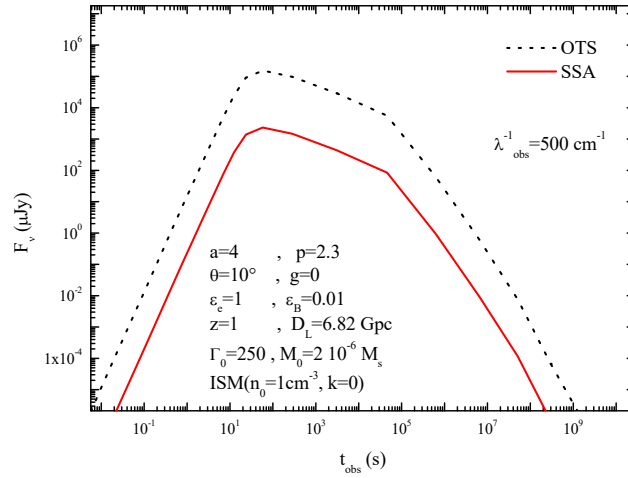
يتأثر تطور منحنى الضوء لأشعة ما بعد انفجارات غاما بالقيم الأولية المختلفة لكرة النار، حيث نصف زاوية الفتح $\theta_{jet} = 10^\circ$ ، $p = 2.3$ و $a = 4$ ، $\varepsilon_e = 1$ ، $\varepsilon_B = 0.01$ ، $\Gamma = 250$ و $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$. لا يؤخذ التمدد الجانبي بعين الاعتبار وعليه $g = 0$. نفرض الانزياح نحو الأحمر، أي $z = 1$ ، المقابلة لمسافة اللبعان $D_L = 6.82 Gpc$ ، المقارنة في هذا الباب تكون بدراسة الترددين، الراديو $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$ و $\lambda_{obs}^{-1} = 500 cm^{-1}$ الموافق لنطاق الأشعة فوق البنفسجية. وتكون هذه الدراسة في الوسط بين النجمي $n_0 = 1 cm^3$ ، $k = 0$.

يوضح الشكل 14.3 منحنيات الضوء لأشعة ما بعد انفجارات غاما في الحالتين انبعاث السنكروترون والامتصاص الذاتي السنكروتروني لتردد الراديو $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$. يظهر منحنى الامتصاص الذاتي السنكروتروني بشكل منتظم خلال انبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما مع منحنى إنبعاثات السنكروترون، بعد ذلك يصبح مرئياً بشكل يوضح أهمية آلية الإمتصاص ومدى تأثيرها على الإنبعاث الكلي عند تردد الراديو في آخر مراحل الإشعاع. نلاحظ في الشكل 15.3 تأثير معامل الامتصاص الذاتي عندما يكون لدينا تردد الأشعة فوق البنفسجية $\lambda_{obs}^{-1} = 500 cm^{-1}$ ، والذي يهمل تأثير آلية الامتصاص مقارنة بتردد الراديو، حيث نلاحظ تقارب المنحنيين.

رغم ذلك فإن بعض الدراسات لا تهمل الفروق $t \in [10, 10^5]s$.



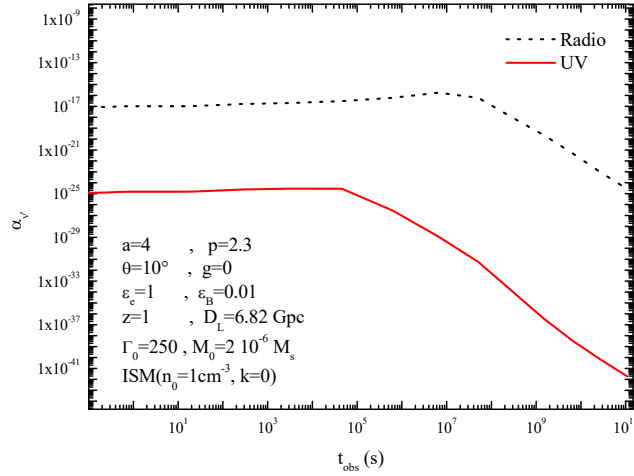
الشكل 14.3: منحنى ضوء أشعة ما بعد انفجارات غاما (في سلم لوغاريتمي) في الحالتين SSA و OTS للتردد الراديوي $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$



الشكل 15.3: منحنى ضوء أشعة ما بعد انفجارات غاما (في سلم لوغاريتمي) في الحالتين SSA و OTS للتردد ما فوق البنفسجي $\lambda_{obs}^{-1} = 500 cm^{-1}$

يؤكد الشكل 16.3 النتائج السابقة. حيث يوضح تغيرات معامل الامتصاص لتردد الراديو $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$ وتردد الأشعة فوق البنفسجية $\lambda_{obs}^{-1} = 500 cm^{-1}$. وهي محاولة لمقارنة معامل الامتصاص بين نطاقين خصوصا

المقارنة بين نطاق الراديو ونطاق آخر. حيث ومن خلال المنحنى نرى الفرق الجلي، خصوصا أن النسبة في سلم لوغاريتمي. ومنه تأكيد أهمية دراسة الامتصاص الذاتي السنكروتروني في إنبعثات أشعة ما بعد انفجارات غاما عند نطاق الراديو، خصوصا في الأطوار الأخيرة.



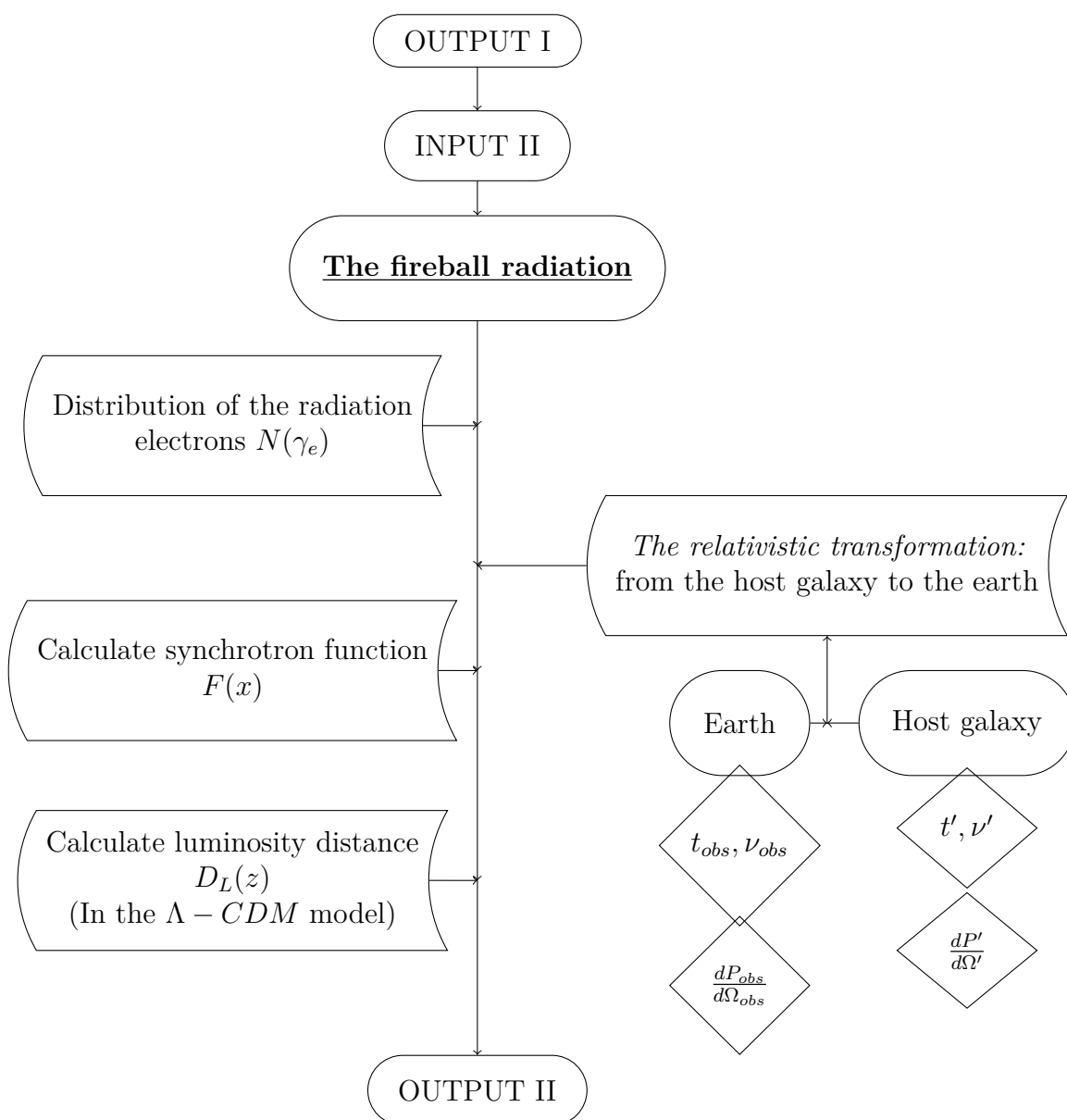
الشكل 16.3: تغيرات معامل الامتصاص لتردد الراديو $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$ والأشعة فوق البنفسجية $\lambda_{obs}^{-1} = 500 cm^{-1}$ (في سلم لوغاريتمي)، حسب نموذج فانغ.

6.3 المخطط التنظيمي لتطور إنبعثات أشعة ما بعد انفجار غاما

في الجزء الثاني من الهيكل التنظيمي لدينا جميع المقادير الفيزيائية لرسم منحنيات الضوء، التي تمثل الشدة اللحظية بدلالة الوقت، المتوفرة من المخطط التنظيمي في الشكلين 17.3 و 18.3 وكذلك أطياف الطاقة والتي تمثل بدلالة التردد. وأخيراً، المنحنى الذي يعرض تردد الحد الأقصى للإنبعثات من حيث $\nu F(\nu)$ لمعرفة طبيعة الطاقة المنبعثة من إشعاعات ما بعد انفجارات غاما بدلالة الوقت، حيث وفي مرحلة الاختيار بين ما هو مطلوب لرسمه او محاكاته، نفتح الحلقة الشرطية IF .

في منحنيات الضوء، أخذنا التردد (الذي عادة ما يكون معلوماً باعتبار أن التليسكوبات الراصدة معروفة نطاق طاقتها، سواء تلك المراصد الأرضية أو المركبات الفضائية). ثم أنشأنا الحلقة التكرارية DO التي تتعلق بالوقت لحساب شدة الإشعاع $F_\nu(t)$ ، حيث في هذه الحلقة التكرارية نقوم ببدء البرامج الثانوية أو الدوال من خلال تعليماتها الخاصة من أجل التحويل لكل مسافة R ، وأيضاً بالتحويلات اللازمة أو لحساب المقادير الفيزيائية أو

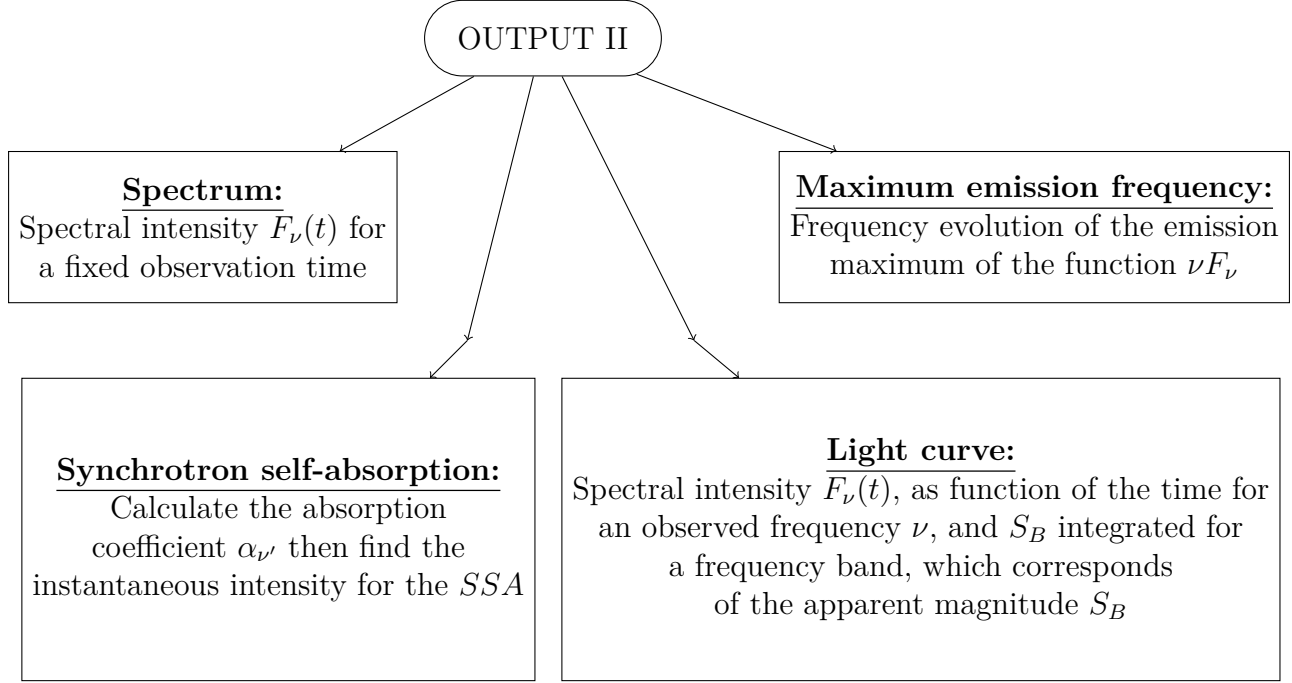
الرياضية المطلوبة. بينما نقوم بالعكس بالنسبة للأطياف، أي أننا نضبط الوقت ليكون متغيراً ثابتاً، ثم نفتح الحلقة التكرارية DO لتوليد قيم مختلفة لمقدار التردد، ومنه ندعو دائماً البرامج الثانوية سابقة الذكر. أما المنحنى الأخير الذي يعرض تردد الحد الأقصى للانبعاثات، فإننا ندرك التغيرين السابقين مع حلقتين تكراريتين DO للوقت المطلوب والأخرى للتردد، ونفعل الحلقة الشرطية مع الشرط IF ، لحفظ التردد الذي يربط بالحد الأقصى أو القيمة العظمى للمقدار $\nu F(\nu)$ لكل لحظة زمنية.



الشكل 17.3: الهيكل التنظيمي للجزء الإشعاعي لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 1

في هذا الجزء، استخدمنا دالة السنكروترون $F(x)$ لحساب القدرة الطيفية، بعد تعيين توزيع الإلكترونات

المشعة مقارنة بأعداد الإلكترونات التي تشع أو لا تشع، أين يكون الوقت المميز للتبريد السينكروتروني كبيراً مقارنة بالمقاييس الزمنية. نقوم بإجراء جميع التحويلات النسبية التي تحافظ على الظاهرة الفيزيائية في المجرة المضيفة (d) والتي ترجع إلى المسافة الكونية مثل عملية الرصد التي تكون في مجرتنا $D_L(z)$ وأخيراً تقديم النتائج.



الشكل 18.3: الهيكل التنظيمي للجزء الإشعاعي لظاهرة ما بعد انفجرات غاما. الجزء 2

7.3 الخاتمة

درسنا في هذا الفصل الجانب الإشعاعي من أشعة ما بعد انفجرات غاما بعد عملية النمذجة الهيدروديناميكية لها من خلال نموذجنا المقترح. حيث قارنا الحل المقترح من طرف برنامج خاص كتب بلغة الفورترن يعتمد على الدراسة النظرية، مع بيانات رصدية كانت في حالتنا من الموقع الرسمي للقمر الصناعي *Swift - XRT* الخاصة بنطاق الأشعة السينية. وهذا لإعطاء مصداقية للنموذج المقترح. اعتمدنا على آلية الإشعاع السنكروتروني، كما درسنا تأثيرات الامتصاص الذاتي السنكروتروني الذي تبرز أهميته في نطاقات الطاقة المنخفضة كما رأيناها من خلال هذا المحور، أهملنا باق آليات الامتصاص، أيضاً لم نأخذ في هذه الدراسة أي آلية من آليات التشتت مثل انعكاس كومبتون بعين الاعتبار. يمكننا مستقبلاً أن ندرس، إضافة إلى ما سبق، الفوتونات المنبعثة من خطوط العرض العالية لكرة النار الكروية.

الخاتمة العامة

قنا في هذه الرسالة بدراسة نمذجة التطور الهيدروديناميكي للصدمة الخارجية لإنبعاثات أشعة ما بعد انفجارات غاما. حيث عرضنا في الباب الأول مقدمة عام عن انفجارات أشعة غاما، أين تحدثنا عن تاريخ أول رصد لها وأهم البعثات الفضائية للأقمار الصناعية والمراصد الأرضية التي ساهمت في اكتشافات جديدة لتحديد المجرات المضيفة وغيرها من الخصائص الأخرى لهذه الحزم الكهرومغناطيسية. تطرقنا بعدها إلى النماذج النظرية المطلوبة لهذا العمل، والتي مكنتنا من تصنيف انفجارات أشعة غاما إلى فئتين: (1) انفجارات غاما الطويلة، التي يُفترض أنها تنتج عن إنهيار نجم ضخم تكون كتلته أكبر 30 مرة من كتلة الشمس. (2) انفجارات غاما القصيرة، التي يُفترض أنها ناتجة عن اندماج نظام من الثنائيات المدمجة (على سبيل المثال نجم نوتروني-نجم نوتروني أو نجم نوتروني-ثقب اسود).

ركزنا في الباب الثاني في دراستنا على التطور الهيدروديناميكي للصدمة الخارجية لكرة النار في محيطها الخارجي. حيث تمت نمذجة مقذوفه نسبيية ومتسارعة من قبل مولدها. أشرنا باختصار إلى النموذج الأول لشيانغ سنة 1999 لأنه في حالة الإلتشار في الوسط بين النجمي وعند الطور اللا النسبوي حلوله لا تتوافق مع حلول سيدوف، كما انه لا يحترم مبدأ انخفاض الطاقة في النمط الكظوم. على عكس باقي النماذج التي تكلمنا عنها باستفاضة، تحديدا نموذج هونغ سنة 1999، نموذج فانغ سنة 2002 ونموذجنا الذي نشر سنة 2021. أين درسنا وناقشنا تطور سرعة المقذوفة، معامل لورنتز، الطاقة الحركية ومعامل فعالية الإشعاع والشدة المحظية لمنحنى الضوء أو طيف الطاقة بدلالة المسافة R أو الزمن t .

من خلال النماذج الثلاثة تم تقديم وصف جيد لتطور كرة النار، من الطور فوق النسبوي فالنسبوي إلى الطور اللانسي، حيث نتفق حلولها مع حل سيدوف. ولا تخترق مبدأ انخفاض الطاقة في النمط الكظوم. لاحظنا أن النتائج العددية كانت نفسها تقريبا في الطور فوق النسبوي ومختلقة في الأطوار الأخرى، وهذا ناتج عن الاختلاف الرئيسي بين النماذج الثلاثة في تعريف الطاقة الداخلية الناتجة عن الصدمة الخارجية والطاقة المتبقية في كرة النار. حيث أظهرنا أن نموذج فانغ هو النموذج الأكثر واقعية في الحالة التي يتم فيها افتراض فعالية الإشعاع

متغيرة. وعليه اعتمدنا نفس التعريف في الجزء المشع لكرة النار، خصوصا انه أبرز لنا سلوكاً مغايراً في الدراسة الهيدروديناميكية لمنحى الطاقة الحركية في مرحلة التباطؤ حيث أظهر انكساراً جديداً يُرجح انه يوافق بداية الهضبة في نطاق الأشعة السينية لانبعاثات أشعة ما بعد انفجرات غاما. اين تطرقنا لها في الباب الثالث. حيث كان الفصل الأخير الذي تناولنا فيه حسابات لمنحنيات الضوء والأطياف. باعتماد إشعاع السنكروترون كآلية أساسية للإشعاع. وكذلك تأثيرات الامتصاص الذاتي السنكروتروني. وإهمال تأثيرات التشتت مثل الكومبتون العكسي. لم يؤخذ في الاعتبار أيضا تأثير التأخير للفوتونات المشعة المنبعثة من خطوط العرض العالية في الهندسة الكروية للمقدوفة المتسارعة.

انطلاقاً مما سبق، عالجنا بعض البيانات الرصدية وهي $GRB170208B$ و $GRB170202$ لتلسكوب $XRT/Swift$ المتعلقة بنطاق الأشعة السينية من $0.3 - 10 keV$ ، وقارناها مع الحلول المستخرجة من برنامجنا، حيث لاحظنا توافقاً كبيراً في المنطقة $t_{obs} = 3 \times 10^2 s$ أين يتعلق الأمر بانبعثات أشعة ما بعد انفجرات غاما.

ملحق أ

معجم المصطلحات

The word in English	الكلمة باللغة العربية
Absorption coefficient	معامل الامتصاص
Acceleration	تسريع
Accretion disk	قرص تراكمي
Accretion mass (Swept-up mass)	الكتلة المتنامية
Adiabatic	كظومة
Afterglow	أشعة ما بعد إنفجار غاما
Angular momentum	عزم زاوي
Annihilation	إفناء
Anti-neutrino	النيوترينو المضاد
Apparent magnitude	المقدار الظاهري
Active Galactic nucleus (AGN)	نواة مجرية نشطة
Band	نطاق
Bessel functions	دوال بيسل
Big-Bang	الانفجار العظيم
Blast-wave	موجة الانفجار
Blue super-giant	العملاق الأزرق الضخم
Branch	فرع
Break	كسر
Cannonball model	نموذج المدفع
Canonical	قياسي (نموذجي)
Centimetre-gram-second system of units (CGS)	نظام وحدات سنتيمتر غرام ثانية
Chock	صدمة
Classification	تصنيف

Coalescence	إندماج
Coasting phase	مرحلة الانتشار
Collapsar	نجمة منهارة
Compact binaries	نظام ثنائي مدمج
Compact object	جرم
Cooling	تبريد
Cosmological	كونية
Critical Lorentz factor	معامل لورنتز الحرج
Cross section	مقطع تصادم/المقطع الفعال
Cross sectional area	مساحة المقطع العرضي للواجهة الأمامية
Cut-off	القطع
Dark era	العصر المظلم
Data	البيانات الرصدية
Decay	تناقص
Deceleration	تباطؤ
Density	الكثافة
Efficiency	الفعالية
Emission factor	معامل الانبعاث
Engine	محرك
Expansion	نشر
External shock	الصدمات الخارجية
Extra-galactic	خارج مجرية
Finite difference method	طريقة الفروق المنتهية
Fireball	كرة النار
Fireshell	قذيفة النار
Flare	التوهج
Flowchart	المخطط التنظيمي
Fluence	الطلاقة
Flux	تدفق
Flux density	كثافة التدفق
Fortran	الفورترون
Forward shock	صدمة إلى الأمام
Gamma Ray Burst (GRB)	إنفجارات أشعة غاما
Galactic	مجرية
Global energy balance	المحصلة الطاقوية
Half opening angle	نصف زاوية الفتح
Hard	قاس
Homogeneous	متجانس
Hubble constant	ثابت هابل
Host galaxy	المجرة المضيئة
Hydrodynamic	هيدروديناميك

The word in English	الكلمة باللغة العربية
---------------------	-----------------------

Infinitesimals	لا متناه في الصغر
Infrared	الأشعة ما تحت الحمراء
Instantaneous intensity	شدة لحظية
Inter stellar medium (ISM)	الوسط بين النجمي
Internal shock	الصددمات الداخلية
Inverse-Compton (IC)	الكومبتون العكسي
Irregular	غير منتظم
Isothermal	متساوية درجة الحرارة
Isotropy	متماثل المناحي
Jet	المقذوفة
Kilonova	مستعر ما كرو
Lambert	لامبرت
Lateral expansion	النشر الجانبي
Localization	الموقع
Long gamma-ray bursts (LGRB)	أشعة ما بعد انفجارات غاما الطويلة
Luminosity distance	مسافة السطوع أو اللمعان
Magnetar	نجم مغناطيسي
Mass extinction	الانقراض الجماعي
Mechanism	آلية
micro-quasars	نجم زائف صغير
Modelisation	النمذجة
Multi-wavelength	متعدد الطول الموجي
Neutrino	نيوترينو
Observations	رصد
Optical depth	العمق الضوئي
Pair production (PP)	خلق الأزواج
Phase	الطور
Peak	قيمة عظمى / ذروة
Planetary nebulae (PN)	سديم كوكبي
Plateau	هضبة
Population	الاسكان/التعداد
Process	عملية
Profile	مبيان مرسم
Progenitor	المولد
Quasar	نجم زائف
Radiation	إشعاع
Radiation intensity	شدة الإشعاع
Rayonnement rendements	كفاءات إشعاعية
Red shift	إنزياح نحو الأحمر
Red supergiant	عملاق أحمر

Regime	نمط
Relativistic	نسبوي
Rest frame	معلم السكون
Reverse shock	الصدمة الى الخلف
Satellites	قمر صناعي
Scattering	تشتت
Series	سلسلة
Short gamma-ray bursts (SGRB)	أشعة ما بعد انفجارات غاما القصيرة
Shotgun model	نموذج الطلقات
Soft	ناعم
Solid angle	الزاوية المجسمة
Spectral index	المؤشر الطيفي
Spectral power	القدرة الطيفية
Spectrometer	مطياف
Star formation	تكوين النجوم
Stellar envelope	الغلاف النجمي
Stellar wind	رياح نجمية
Subroutine	برنامج ثانوي
Supernova (SN)	إنفجار المستعرات العظمى
Symmetric	متناظرة
Synchrotron (OTS)	سينكروترون
Synchrotron self-absorption (SSA)	الإمتصاص الذاتي السنكروتروني
Tail	الذيل
Thermal	حراري
Thick accretion disk	قرص تراكم سميك
Telescope	التليسكوب/المقراب
Temporal index	المؤشر الزمني
Thermodynamic	الديناميكا الحرارية
Thickness	سُمك
Transition	إنتقال
Triangulation method	طريقة التثليث
Ultraviolet	الأشعة فوق البنفسجية
Variability	متغيرة
Wavelength	الطول الموجي
White dwarf (WD)	قزم أبيض
Wolf-Rayet star	نجم ولف-رايت
X-rays	أشعة سينية

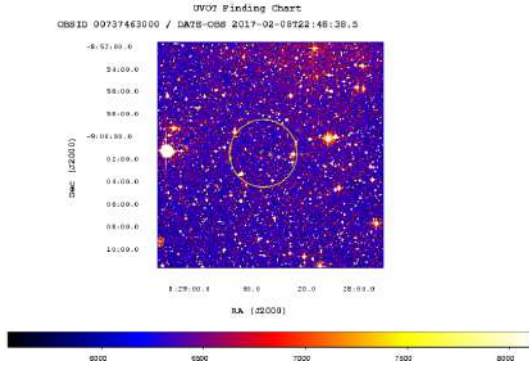
ملحق ب

بطاقة تعريفية للبيانات الرصدية

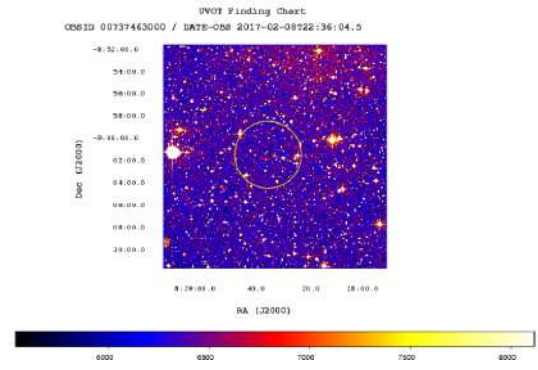
نعرض في هذا الملحق بطاقات تعريفية لبيانات رصدية لأشعة ما بعد انفجارات غاما، بالتحديد *GRB170208B* و *GRB170202*.

ب.1 *GRB170208B*

رصدت *GRB170208B* ذات انزياح نحو الأحمر $z = 2.7$ يوم الأربعاء 08 فيفري 2017 على الساعة : 33 : 22 *UT* 38.919، من خلال التلسكوب *Swift*. تبلغ القيمة المرصودة للتدفق ب $1\text{count} = 3.58 \times 10^{11} \text{ergcm}^2$ والتي تعتبر كقيمة متوسطة حيث قد تتطور القيمة الحقيقية بمرور الوقت. حيث نطاق الطاقة $E_{\text{range}} : 15 \sim 50 \text{keV}$. نلاحظ تطور هذه الأشعة من خلال *XRT* و *UVOT* في الشكلين 1.2 و 2.2، حيث يصنف منحنى الضوء من خلال الشكل 3.2 على أنه قياسي بكسرين.

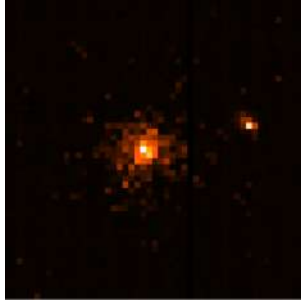


UT 23:08:41 17 Feb 08 Wed (b)

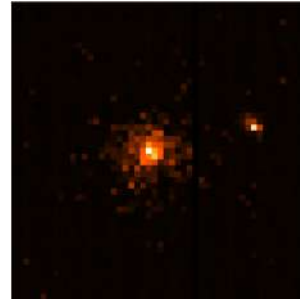


UT 22:43:41 17 Feb 08 Wed (a)

الشكل 1.2: البيانات المرصودة ل $GRB170208B$ بواسطة تلسكوب $UVOT/Swift$.



Wed 08 Feb 17 22:35:32 UT (b)



Wed 08 Feb 17 22:35:24 UT (a)

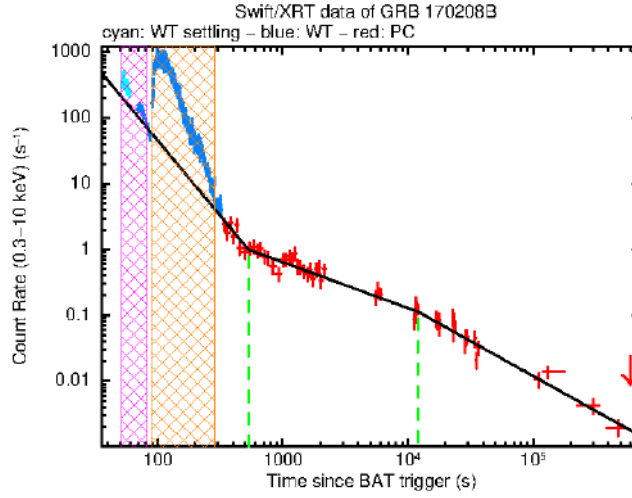


Wed 08 Feb 17 23:09:44 UT (d)



Wed 08 Feb 17 22:44:39 UT (c)

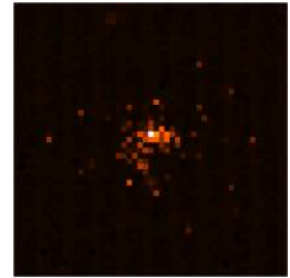
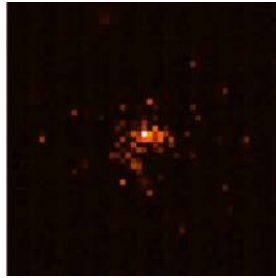
الشكل 2.2: رصد $GRB170208B$ وتطورها من خلال تلسكوب $Swift$. حيث الصورة a و b ألقطنا من خلال الجهاز الملحق XRT ، أما c و d فن خلال الجهاز الملحق $UVOT$.



الشكل 3.2: البيانات المرصودة لـ *GRB170208B* بواسطة تلسكوب *XRT/Swift*.

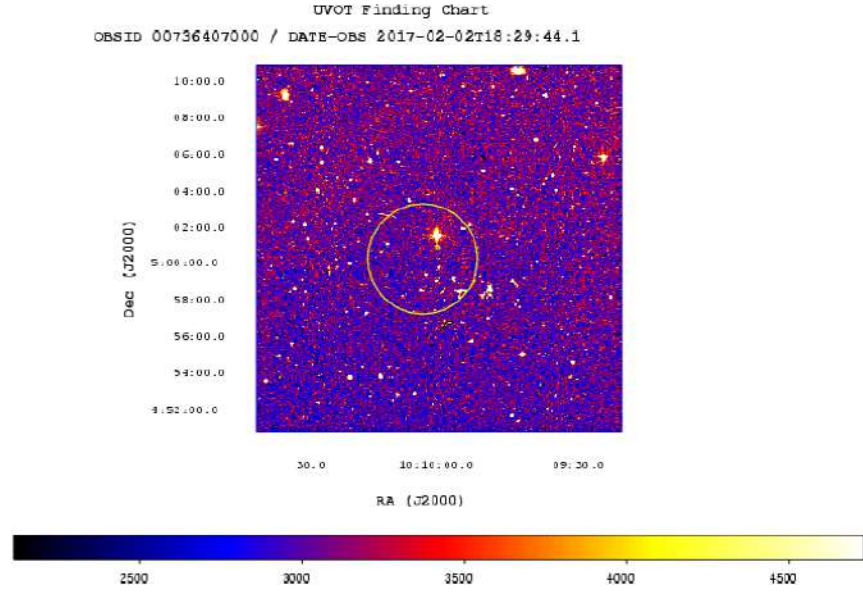
ب.2 *GRB170202*

أما *GRB170202* فرصدت يوم الخميس 02 فيفري 2017 على الساعة 02:37:28 UT، من خلال التلسكوب *Swift*. قيمة الإنزياح نحو الأحمر $z = 3.645$. تبلغ القيمة المرصودة للتدفق بـ $1 \text{ count} = 3.21 \times 10^{11} \text{ erg cm}^2$ والتي تعتبر كقيمة متوسطة حيث قد تتطور القيمة الحقيقية بمرور الوقت. حيث نطاق الطاقة $E_{range} : 0.1 \sim 10 \text{ keV}$. نلاحظ تطور هذه الأشعة من خلال *XRT* و *UVOT* في الشكلين 5.2 و 4.2، حيث يصنف منحنى الضوء من خلال الشكل 6.2 على أنه قياسي بـ 4 كسور، ونطاق الطاقة $E_{range} : 15 \sim 50 \text{ keV}$.

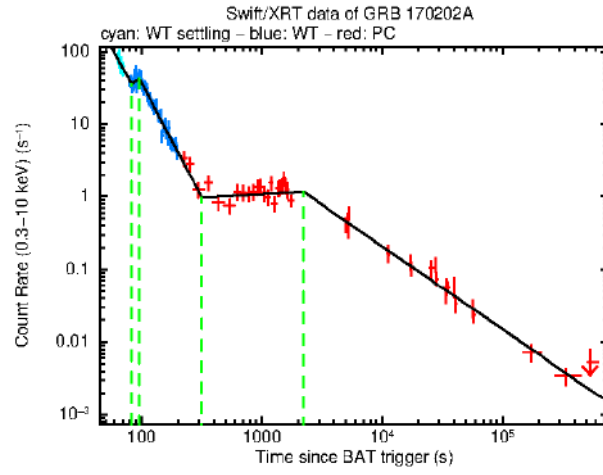


Thu 02 Feb 17 18:49:47 UT (c) Thu 02 Feb 17 18:47:05 UT (b) Thu 02 Feb 17 18:46:52 UT (a)

الشكل 4.2: رصد *GRB170202A* وتطورها من خلال تلسكوب *Swift*. حيث الصورة a و b ألقطنا من خلال الجهاز الملحق *XRT*، أما c و d فن خلال الجهاز الملحق *UVOT*.



الشكل 5.2: البيانات المرصودة ل $GRB170202$ بواسطة تلسكوب $UVOT/Swift$ عند 18 : 48 : 28UT 02Feb17 Thu.



الشكل 6.2: البيانات المرصودة ل $GRB170202$ بواسطة تلسكوب $XRT/Swift$.

المراجع

- [1] R. Klebesadel *et al.*, “Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin“, *The Astrophysical Journal*, **182** (1973) L85
- [2] N. J. Shaviv and A. Dar, “Fireballs in dense stellar regions as an explanation of gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **277** (1995) 287
- [3] T. Piran *et al.*, “Variability in gamma-ray bursts: a clue“, *The Astrophysical Journal*, **485** (1997) 270
- [4] C. D. Dermer and K. E. Mitman, “Short-timescale variability in the external shock model of gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **513** (1999) L5
- [5] P. Kumar, “Gamma-ray burst energetics“, *The Astrophysical Journal* , **523** (1999) L113
- [6] M. J. Rees and P. Meszaros, “Unsteady Outflow Models for Cosmological Gamma-Ray Bursts“, *Astrophysical Journal Letters*, **430** (1994) L93
- [7] S. Blinnikov *et al.*, “Exploding neutron stars in close binaries“, *Soviet Astronomy Letters*, **10** (1984) 177
- [8] J. I. Katz, “Low-Frequency Spectra of Gamma-Ray Bursts“, *Astrophysical Journal Letters*, **432** (1994) L107
- [9] M. J. Rees *et al.*, “Relativistic fireballs: energy conversion and time-scales“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , **258** (1992) 41P

- [10] B. Huang *et al.*, “Contribution of dark matter annihilation to gamma-ray burst afterglows near massive galaxy centers“, *The Astrophysical Journal*, **904** (2020) 17
- [11] L. Li *et al.*, “GRB 140423A: A Case of Stellar Wind to Interstellar Medium Transition in the Afterglow“, *The Astrophysical Journal*, **900** (2020) 176
- [12] L. Zhao *et al.*, “Giant X-Ray and Optical Bump in GRBs: Evidence for Fallback Accretion Model“, *The Astrophysical Journal*, **906** (2021) 60
- [13] J. Ren *et al.*, “Constraining the Jet Launching Time of GRB 170817A by Utilizing the Baryon Loading“, *The Astrophysical Journal Letters*, **901** (2020) L26
- [14] J. J. Geng *et al.*, “Delayed energy injection model for gamma-ray burst afterglows“, *The Astrophysical Journal*, **779** (2013) 28
- [15] J. J. Geng and Y. F. Huang, “Diverse Features of the Multiwavelength Afterglows of Gamma-Ray Bursts: Natural or Special?“, *Advances in Astronomy*, **2016** (2016) 28
- [16] D. Q. Lamb *et al.*, “High-energy transient explorer-2“, *AIP Conference Proceedings*, **522** (2000) 265
- [17] E. Zouaoui *et al.*, “A dynamical evolution of GRB-afterglows in a new generic model“, *Modern Physics Letters A*, **36** (2021) 2150268
- [18] E. Zouaoui and N. Mebarki, “Hydrodynamical evolution and their light curves for a new GRB-Afterglow modal“, *Journal of Physics: Conference Series*, **1766** (2021) 012010
- [19] E. Zouaoui *et al.*, “Synchrotron Emission and Self-Absorption in GRB Afterglows“, *Journal of Physics: Conference Series*, **1269** (2019) 012010
- [20] E. Zouaoui *et al.*, “L’evolution hydrodynamique des afterglows pour le modele de feng“, *Sciences & Technology. A, exactes sciences*, **41** (2015) 25

- [21] E. Zouaoui *et al.*, “Organigram of the hydrodynamic evolution of GRBs Afterglows“, *Lumiere et astronomie Alger 22-23 decembre 2015*, ISBN **978-9947-0-4967-9** (1995) 64
- [22] E. Zouaoui *et al.*, “Hydrodynamical Evolution of GRBs Afterglows: Realistic model with evolving radiative efficiency“, *AIP Conference Proceedings* **8**, **1444** (2012) 359
- [23] A. Pe’Er, “Physics of gamma-ray bursts prompt emission“, *Advances in Astronomy*, **2015** (2015) Article ID 907321
- [24] W. S. Paciesas *et al.*, “The fourth BATSE gamma-ray burst catalog (revised)“, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **122** (1999) 465
- [25] C. A. Meegan *et al.*, “The third BATSE gamma-ray burst catalog“, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **106** (1996) 65
- [26] Z. B. Zhang and C. S. Choi, “An analysis of the durations of Swift gamma-ray bursts“, *Astronomy & Astrophysics*, **484** (2008) 293
- [27] S. E. Woosley, “Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes“, *The Astrophysical Journal*, **405** (1993) 273
- [28] R. Perna and K. Belczynski, “Short gamma-ray bursts and mergers of compact objects: observational constraints“, *The Astrophysical Journal*, **570** (2002) 252
- [29] B. P. Abbott *et al.*, “Observation of gravitational waves from a binary black hole merger“, *Physical review letters*, **116** (2016) 061102
- [30] M. A. Campisi, “Gamma-ray bursts and their host galaxies from cosmological simulation“, *Thesis: Ludwig Maximilians University* (2009)
- [31] D. A. Perley *et al.*, “The Afterglow of GRB 130427A from 1 to 1016 GHz“, *The Astrophysical Journal*, **781** (2014) 37

- [32] E. Costa *et al.*, “Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997“, *Nature*, **387** (1997) 783
- [33] P. Pe’Er and M. Rees, “Optical and long-wavelength afterglow from gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **476** (1997) 232
- [34] B. Paczynski and J. E. Rhoads, “Radio Transients from Gamma-Ray Bursters“, *Astrophysical Journal Letters*, **418** (1993) L5
- [35] J. I. Katz, “Two Populations and Models of Gamma-Ray Bursts“, *Astrophysical Journal*, **422** (1994) 248
- [36] J. A. Nousek *et al.*, “Evidence for a canonical gamma-ray burst afterglow light curve in the Swift XRT data“, *The Astrophysical Journal*, **642** (2006) 389
- [37] B. Zhang *et al.*, “Physical processes shaping gamma-ray burst X-ray afterglow light curves: theoretical implications from the Swift X-ray telescope observations“, *The Astrophysical Journal*, **642** (2006) 354
- [38] B. B. Zhang *et al.*, “A comprehensive analysis of Swift XRT data. I. Apparent spectral evolution of gamma-ray burst X-ray tails“, *The Astrophysical Journal*, **666** (2007) 1002
- [39] R. Willingale *et al.*, “Testing the standard fireball model of gamma-ray bursts using late X-ray afterglows measured by Swift“, *The Astrophysical Journal*, **662** (2007) 1093
- [40] P. T. O’Brien *et al.*, “The early X-ray emission from GRBs“, *The Astrophysical Journal*, **647** (2006) 1213
- [41] R. Margutti *et al.*, “The prompt-afterglow connection in gamma-ray bursts: a comprehensive statistical analysis of Swift X-ray light curves“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **428** (2013) 729

- [42] E. W. Liang *et al.*, “A comprehensive analysis of Swift XRT data. II. Diverse physical origins of the shallow decay segment“, *The Astrophysical Journal*, **670** (2007) 565
- [43] E. W. Liang *et al.*, “A comprehensive analysis of Swift XRT data. III. Jet break candidates in X-ray and optical afterglow light curves“, *The Astrophysical Journal*, **675** (2008) 528
- [44] E. W. Liang *et al.*, “A comprehensive analysis of Swift/X-ray telescope data. IV. Single power-law decaying light curves versus canonical light curves and implications for a unified origin of X-rays“, *The Astrophysical Journal*, **707** (2009) 328
- [45] P. A. Evans *et al.*, “An online repository of swift/xrt light curves of-ray bursts“, *Astronomy & Astrophysics*, **469** (2007) 379
- [46] P. A. Evans *et al.*, “Methods and results of an automatic analysis of a complete sample of Swift-XRT observations of GRBs“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **397** (2009) 1177
- [47] S. D. Barthelmy *et al.*, “Discovery of an afterglow extension of the prompt phase of two gamma-ray bursts observed by Swift“, *The Astrophysical Journal*, **635** (2005) L133
- [48] P. Kumar and T. Piran, “Some observational consequences of gamma-ray burst shock models“, *The Astrophysical Journal*, **532** (2000) 286
- [49] E. W. Liang *et al.*, “Testing the curvature effect and internal origin of gamma-ray burst prompt emissions and X-ray flares with Swift data“, *The Astrophysical Journal*, **646** (2006) 351
- [50] A. Panaitescu *et al.*, “Evidence for chromatic X-ray light-curve breaks in Swift gamma-ray burst afterglows and their theoretical implications“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **369** (2006) 2059

- [51] T. Piran *et al.*, “Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows“, *The Astrophysical Journal*, **497** (1998) L17
- [52] J. E. Rhoads, “The dynamics and light curves of beamed gamma-ray burst afterglows“, *The Astrophysical Journal*, **525** (1999) 737
- [53] X. G. Wang *et al.*, “Gamma-ray burst jet breaks revisited“, *The Astrophysical Journal*, **859** (2018) 160
- [54] R. Margutti *et al.*, “Lag–luminosity relation in γ -ray burst X-ray flares: a direct link to the prompt emission“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **406** (2010) 2149
- [55] F. K. Peng *et al.*, “Photosphere emission in the X-ray flares of swift gamma-ray bursts and implications for the fireball properties“, *The Astrophysical Journal*, **795** (2014) 155
- [56] V. Schönfelder, “The universe in gamma rays“, *Springer Science & Business Media*, (2001).
- [57] G. Vedrenne and J. L. Atteia, “Gamma-ray bursts: The brightest explosions in the universe“, *Springer Science* (2009)
- [58] C. Kouveliotou *et al.*, “Gamma-ray Bursts“, *Cambridge University Press* (2012)
- [59] K. Hurley *et al.*, “The interplanetary network supplement to the Fermi GBM Catalog of cosmic Gamma-Ray Bursts“, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **207** (2013) 39
- [60] D. Svinkin *et al.*, “Improved IPN error box for GRB 200415A (consistent with the Sculptor Galaxy)“, *GRB Coordinates Network*, **27595** (2020) 1
- [61] B. Barish *et al.*, “Neutrinos and Beyond: New Windows on Nature“, *National Academies Press*, (2003)
- [62] J.I. Katz and T.Piran, “ Persistent counterparts to gamma-ray bursts “, *The Astrophysical Journal*, **490** (1997) 772

- [63] R. Ruffini *et al.*, “ Early x-ray flares in grbs “, *The Astrophysical Journal*, **852** (2018) 53
- [64] J. Rueda *et al.*, “ Magnetic fields and afterglows of BdHNe: inferences from GRB 130427A, GRB 160509A, GRB 160625B, GRB 180728A, and GRB 190114C “, *The Astrophysical Journal*, **893** (2020) 148
- [65] T. E. Strohmayer *et al.*, “X-ray spectral characteristics of GINGA gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **500** (1998) 873
- [66] X. Bi *et al.*, “Statistical study of the Swift X-ray flash and X-ray rich gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **866** (2018) 97
- [67] M. Ruderman, “Theories of gamma -ray bursts.“, *New York Academy of Sciences*, **262** (1975) 164
- [68] C. D. Matzner and C. E. McKee, “The expulsion of stellar envelopes in core-collapse supernovae“, *The Astrophysical Journal*, **510** (1999) 379
- [69] C. D. Matzner, “Supernova hosts for gamma-ray burst jets: dynamical constraints“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **345** (2003) 575
- [70] T. Murakami *et al.*, “Evidence for cyclotron absorption from spectral features in gamma-ray bursts seen with Ginga“, *Nature*, **335** (1988) 234
- [71] J. C. Higdon and R. E. Lingenfelter, “Gamma-ray bursts“, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **28** (1990) 401
- [72] B. Paczynski, “How far away are gamma-ray burstersj“, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **107** (1995) 1167
- [73] D. Q. Lamb, “The distance scale to gamma-ray bursts“, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **107** (1995) 1152

- [74] S. A. Colgate, “Early gamma rays from supernovae“, *The Astrophysical Journal*, **187** (1974) 333
- [75] M. L. McConnell, “High energy polarimetry of prompt GRB emission“, *New Astronomy Reviews*, **76** (2017) 1
- [76] D. H. Hartmann *et al.*, “BATSE Observations of the Large-Scale Isotropy of Gamma-Ray Bursts“, *The Astrophysical Journal*, **459** (1996) 40
- [77] K. H. Schmidt and T. Boller, “Nearby galaxies. I. The catalogue“, *Astronomische Nachrichten*, **313** (1992) 189
- [78] A. Acker *et al.*, “The Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae. Parts I, II“, *ISBN 3-923524-41-2* (1992)
- [79] C. Kouveliotou *et al.*, “Identification of two classes of gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **413** (1993) L101
- [80] D. Band *et al.*, “BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I-Spectral diversity“, *The Astrophysical Journal*, **413** (1993) 281
- [81] G. Boella *et al.*, “BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy“, *Astronomische Nachrichten*, **122** (1997) 299
- [82] E. Frontera *et al.*, “The gamma-ray burst catalog obtained with the Gamma-Ray Burst Monitor aboard BeppoSAX“, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **180** (2008) 192
- [83] J. Van Paradijs *et al.*, “Transient optical emission from the error box of the γ -ray burst of 28 February 1997“, *Nature*, **386** (1997) 686
- [84] T. Galama *et al.*, “The decay of optical emission from the γ -ray burst GRB970228“, *Nature*, **387** (1997) 479

- [85] D. A. Frail *et al.*, “The radio afterglow from the γ -ray burst of 8 May 1997“, *Nature*, **389** (1997) 261
- [86] M.R. Metzger *et al.*, “Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 May 1997“, *Nature*, **387** (1997) 878
- [87] N. Gehrels *et al.*, “The Swift gamma-ray burst mission“, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **611** (2004) 1005.
- [88] S. E. Woosley *et al.*, “The evolution of massive stars including mass loss-Presupernova models and explosion“, *The Astrophysical Journal*, **411** (1993) 823
- [89] M. Vietri and L. Stella, “A gamma-ray burst model with small baryon contamination“, *The Astrophysical Journal*, **507** (1998) L45
- [90] C. L. Fryer and S. E. Woosley, “Helium star/black hole mergers: a new gamma-ray burst model“, *The Astrophysical Journal*, **502** (1998) L9
- [91] C. L. Fryer, “Compact object formation and the supernova explosion engine“, *Classical and Quantum Gravity*, **30** (2013) 244002
- [92] W. Uso, “Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of γ -ray bursts“, *Nature*, **357** (1992) 472
- [93] L. Rezzolla *et al.*, “The missing link: merging neutron stars naturally produce jet-like structures and can power short gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal Letters*, **732** (2011) L6
- [94] E. Berger *et al.*, “Short-duration gamma-ray bursts“, *Annual review of Astronomy and Astrophysics*, **52** (2014) 43
- [95] T. Matheson *et al.*, “Photometry and spectroscopy of GRB 030329 and its associated supernova 2003dh: the first two months“, *The Astrophysical Journal*, **599** (2003) 394

- [96] S. C. Yoon *et al.*, “Single star progenitors of long gamma-ray bursts-I. Model grids and redshift dependent GRB rate“, *Astronomy & Astrophysics*, **460** (2006) 199
- [97] P. A. Evans *et al.*, “Swift and NuSTAR observations of GW170817: detection of a blue kilonova“, *Science*, **358** (2017) 1565
- [98] T. Piran *et al.*, “Hydrodynamics of relativistic fireballs“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **263** (1993) 861
- [99] P. Mészáros *et al.*, “Gasdynamics of Relativistically Expanding Gamma-Ray Burst Sources: Kinematics, Energetics, Magnetic Fields and Efficiency“, *The Astrophysical Journal*, **415** (1993) 181
- [100] S. Kobayashi *et al.*, “Hydrodynamics of a relativistic fireball: the complete evolution“, *The Astrophysical Journal*, **513** (1999) 669
- [101] Y. Lithwick and R. Sari, “Lower limits on Lorentz factors in gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **555** (2001) 540
- [102] F. Piron, “Gamma-ray bursts at high and very high energies“, *Comptes Rendus Physique*, **17** (2016) 617
- [103] M. J. Rees and P. Mészáros, *et al.*, “Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **430** (1994) L93
- [104] Z. G. Dai, Y.F. Huang and T. Lu, “Gamma-ray burst afterglows from realistic fireballs“, *The Astrophysical Journal*, **520** (1999) 634
- [105] A. Dar and A.D, Rujula, “ A cannonball model of gamma-ray bursts: superluminal signatures “, *arXiv preprint astro-ph/0008474*,(2000)
- [106] A.Dar and Alv.De Rujula, “ The Cannonball Model of Gamma Ray Bursts: high-energy neutrinos and gamma-rays “, *arXiv preprint astro-ph/0105094*,(2001)

- [107] A. Dar and A. De Rújula, “Towards a complete theory of gamma-ray bursts“, *Physics Reports*, **405** (2004) 203
- [108] G. B. Taylor *et al.*, “The angular size and proper motion of the afterglow of GRB 030329“, *The Astrophysical Journal Letters*, **609** (2004) L1
- [109] R. Ruffini *et al.*, “The Blackholic energy and the canonical Gamma-Ray Burst“, *AIP Conference Proceedings*, **910** (2007) 55
- [110] H. Kleinert *et al.*, “Eleventh Marcel Grossmann Meeting, The: On Recent Developments In Theoretical And Experimental General Relativity, Gravitation And Relativistic Field Theories (In 3 Volumes)-Proceedings Of The Mg11 Meeting On General Relativity“, *World Scientific* (2008)
- [111] R. Ruffini *et al.*, “The Blackholic energy and the canonical Gamma-Ray Burst“, *AIP Conference Proceedings*, **910** (2007) 55
- [112] R. Ruffini *et al.*, “On the interpretation of the burst structure of gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **555** (2001) L113
- [113] S. Heinz, “Beams, Bursts, Bubbles, and Bullets: Relativistic Outflows in Astrophysics“, *Thesis: Colorado University*, (2000)
- [114] J. Chiang *et al.*, “Synchrotron and synchrotron self-compton emission and the blast-wave model of gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **512** (1999) 699
- [115] Y. F. Huang, Z. G. Dai and T. Lu, “A generic dynamical model of gamma-ray burst remnantss“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **309** (1999) 513
- [116] J. B. Feng *et al.*, “Dynamical evolution of gamma-ray burst remnants with evolving radiative efficiency“, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, **2** (2002) 525
- [117] L. Sedov, “Similarity and Dimensional Methods in Mechanics“, *New York* (1969) Ch. IV

- [118] W. Zhang *et al.*, “Relativistic jets in collapsars“, *The Astrophysical Journal*, **586** (2003) 356
- [119] J. F. Graham and A. S. Fruchter, *et al.*, “The metal aversion of long-duration gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **774** (2013) 119
- [120] A. Pe’er and R. A.M.J. Wijers, “The signature of a wind reverse shock in gamma-ray burst afterglows“, *The Astrophysical Journal*, **643** (2006) 1036
- [121] F. Daigne, “Etude theorique des sursauts gamma: moteur central et mecanismes d’emission“, *Thesis: Paris XI Orsay*, (1999)
- [122] S. E. Woosley and J. S. Bloom, “The supernova–gamma-ray burst connection“, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **44** (2006) 507
- [123] L. J. Hadfield and P. A. Crowther, *et al.*, “A survey of the Wolf–Rayet population of the barred, spiral galaxy NGC 1313“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **381** (2007) 418
- [124] G. G. Zhang *et al.*, “Propagation of Relativistic, Hydrodynamic, Intermittent Jets in a Rotating, Collapsing GRB Progenitor Star“, *The Astrophysical Journal*, **833** (2016) 116
- [125] O. Bromberg and A. Tchekhovskoy, “Relativistic MHD simulations of core-collapse GRB jets: 3D instabilities and magnetic dissipation“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **456** (2016) 1739
- [126] B. Zhang *et al.*, “Gamma-ray burst early optical afterglows: implications for the initial Lorentz factor and the central engine“, *The Astrophysical Journal*, **595** (2003) 950
- [127] T. Piran *et al.*, “Jets in gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **519** (1999) L17
- [128] J. E. Rhoads, “How to tell a jet from a balloon: a proposed test for beaming in gamma-ray bursts“, *The Astrophysical Journal*, **487** (1997) L1

- [129] J.-R. Mao, and J.-C. Wang, “Hydrodynamic Evolution of GRB Afterglow“, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, **1** (2001) 349
- [130] C. D. Dermer *et al.*, “Nonthermal Compton and synchrotron processes in the jets of active galactic nuclei“, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **109** (1997) 103
- [131] P. L. Biermann and P. A. Strittmatter, “Synchrotron Emission from Shock Waves in Active Galactic Nuclei“, *The Astrophysical Journal*, **322** (1987) 643
- [132] A. Pe’er and F. Ryde, “A theory of multicolor blackbody emission from relativistically expanding plasmas“, *The Astrophysical Journal*, **732** (2011) 49
- [133] K. Meisenheimer *et al.*, “The synchrotron spectra of radio hot spots“, *Astronomy and Astrophysics*, **219** (1989) 63
- [134] R. D. Blandford and C. F. McKee, “Fluid dynamics of relativistic blast waves“, *The Astrophysical Journal*, **19** (1976) 1130
- [135] Y. F. Huang *et al.*, “Overall evolution of jetted gamma-ray burst ejecta“, *The Astrophysical Journal*, **543** (2000) 90
- [136] Z. G. Dai and T. Lu, “Gamma-ray burst afterglows: effects of radiative corrections and non-uniformity of the surrounding medium“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **298** (1998) 87
- [137] O. C. De Jager *et al.*, “Gamma-ray observations of the Crab Nebula: a study of the synchro-compton spectrum“, *The Astrophysical Journal*, **457** (1996) 253
- [138] O. C. De Jager and A. K. Harding *et al.*, “The expected high-energy to ultra-high-energy gamma-ray spectrum of the Crab Nebula“, *The Astrophysical Journal*, **396** (1992) 161
- [139] E. Waxman, “Gamma-ray-burst afterglow: supporting the cosmological fireball model, constraining parameters, and making predictions“, *The Astrophysical Journal*, **485** (1997) L5

- [140] A. Panaitescu *et al.*, “Multiwavelength afterglows in gamma-ray bursts: refreshed shock and jet effects“, *The Astrophysical Journal*, **503** (1998) 314
- [141] T. Piran, “Gamma-ray bursts and the fireball model“, *Physics Reports*, **314** (1999) 575
- [142] L. Spitzer, “Diffuse Matter in Space“, *New York* (1968) 200
- [143] T. A. Lozinskaya, “Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium American Institute of Physics“, *New York* (1992) Ch. 9
- [144] R. Sari *et al.*, “Jets in Gamma-Ray Bursts“, *The Astrophysical Journal*, **519** (1999) L17
- [145] G.B. Rybicki and A.P. Lightman, “Radiative Processes in Astrophysics“, *New York*, (1979)
- [146] M. Fouka and S. Ouichaoui, “Analytical fits to the synchrotron functions“, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **13** (2013) 680
- [147] M. Abramowitz and I. A. Stegun, “Handbook of Mathematical Function“, *New York* (1965)
- [148] S. A. Kaplan and V. N. Tsytovich, “Plasma Astrophysics“, *Oxford* (1973)
- [149] K. R. Lind and R. D. Blandford, “Semidynamical models of radio jets-Relativistic beaming and source counts“, *The Astrophysical Journal*, **295** (1985) 358
- [150] J. Granot *et al.*, “Synchrotron self-absorption in gamma-ray burst afterglow“, *The Astrophysical Journal*, **527** (1999) 236

A dynamical evolution of GRB-afterglows in a new generic model

Esma Zouaoui*, Nouredine Mebarki and Achour Benslama

*Laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique, Physics Department,
Faculty of Fundamental Sciences, Frères Mentouri University,
Constantine 1, P. O. Box 325 Ain El Bey Constantine 25017, Algeria*

**esma.zouaoui213@gmail.com; esma.zouaoui@umc.edu.dz*

Received 11 April 2021

Revised 7 December 2021

Accepted 8 December 2021

Published 11 January 2022

In this paper, a new model using a general expression of the radiation energy and explaining the dynamics of the afterglows is proposed. It is shown that this model is suitable for the ultra-relativistic and non-relativistic phases as well as the study of radiative and adiabatic fireballs.

Keywords: GRB-afterglows; synchrotron radiation; fireball.

1. Introduction

Until now, the mystery of the gamma ray bursts (GRBs) which are the brightest and violent events in the universe after the Bing Bang is still a big puzzle for astrophysicists and observers to be understood.¹ In fact, this phenomenon starts by a prompt emission of the GRBs where the energy $E \sim 10^{51}$ – 10^{54} ergs, then end up with remnant emission called afterglows. At this stage scientists were able to measure the redshift^{2,3} from the obtained spectral lines, showing their cosmological origin. So far, many works were done in the literature trying to simulate this phenomenon and understand it.^{4–16} To be more specific the duality of fireball blast-wave model was successful where its predictions converge with data. In this model two jets explode from the core in two opposite directions, as a result, they shock the surrounding medium and emit radiations where the wave lengths run from the gamma to the radio rays spectrum. In what follows, we propose a GRB-afterglows hydrodynamical model taking into account the synchrotron emission as a major radiation mechanism and neglecting the absorption (such as synchrotron self-absorption (SSA)) and diffusion (such as inverse Compton (IC) scattering) effects. It is very important to

*Corresponding author.

mention that the limitation of the earlier models¹⁷ is related to the compatibility with the Sedov solution starting from a non-relativistic (NR) phase where we have an adiabatic process and surrounding interstellar medium (ISM). In this paper, as it will be shown in the next sections, the Sedov solution was satisfied achieving the energy conservation in the adiabatic regime. In Sec. 2, we present the conventional models^{18–20} then we introduce our generic new model. In Sec. 3, we discuss our numerical results and finally in Sec. 4, we draw our conclusions.

2. Dynamics and Radiation

2.1. Conventional dynamical models

So far, in the literature, many models have been proposed describing the expansion of the GRB remnants such as the one of Chiang *et al.* of Ref. 18 where

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M}, \quad (1)$$

and

$$M = M_0 + m + (1 - \varepsilon)\frac{U}{c^2}. \quad (2)$$

Here Γ , M , m , ε and $dU = (\Gamma - 1)dm c^2$,²¹ are the Lorentz factor, the total mass of the fireball that includes the initial mass M_0 of the jet (ejected by the progenitor of the GRB), the swept mass from the external environment, the efficiency of radiation and the fraction of the internal nonradiative energy, respectively. We remind that this first proposed model was written just for the relativistic phase expansion because the solution of Eq. (1) is not consistent with Sedov results for an adiabatic expansion of NR phase. On the other hand, Huang *et al.* of Ref. 19 proposed newly generalized model which is more or less fairly good for ultra relativistic (UR) and NR phases. In Ref. 19, the authors have used an infinitesimal difference equation for the internal nonradiative energy such as $dU = d[(\Gamma - 1)mc^2]$. In this model, Eq. (1) is replaced by the following equation:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + \varepsilon m + 2(1 - \varepsilon)\Gamma m}, \quad (3)$$

where the radiation efficiency ε was assumed to be constant during the deceleration (see Ref. 15).

In 2002, Feng *et al.* in Refs. 20 and 22 suggested that ε is a variable belonging to the interval $[0,1]$ and proposed an infinitesimal difference equation for U of the following form:

$$dU = d[(1 - \varepsilon)U_{\text{ex}}] \quad (4)$$

where $U_{\text{ex}} = (\Gamma - 1)mc^2$ is an internal energy produced in the expansion. In this case, one has²³

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m + U/c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma m}. \quad (5)$$

with

$$\varepsilon = \varepsilon_e \frac{t_{\text{syn}}'^{-1}}{t_{\text{syn}}'^{-1} + t_{\text{ex}}'^{-1}}. \quad (6)$$

Here

$$t_{\text{syn}}' = 6\pi m_e c / (\sigma_T B'^2 \gamma_{\text{min}}), \quad (7)$$

and

$$t_{\text{ex}}' = R / (\Gamma c) \quad (8)$$

are the synchrotron cooling and expansion times in the co-moving frame respectively. The parameter ε_e is a fraction of the internal energy carried by the accelerated electrons in the jet, m_e is the rest electron mass, σ_T is the Thomson cross-section and $B' = (8\pi\varepsilon_B e')^{1/2}$ the magnetic energy density, where ε_B is the fraction of the kinetic energy of the shock converted into a magnetic energy and e' is an energy density defined in Ref. 24. The radius R of the blast-wave is determined by the relation²⁵:

$$\frac{dR}{dt} = \beta c \Gamma (\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}), \quad (9)$$

where $\beta = v/c$ is the jet velocity and γ_{min} the minimum Lorentz factor depending on the index p ($2 < p < 3$) and is given by²⁴

$$\gamma_{\text{min}} = \varepsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \left(\frac{m_p}{m_e} \right) (\Gamma - 1) + 1, \quad (10)$$

where m_p being the rest proton mass.

In the highly radiative case where ($\varepsilon \simeq 1$, $U = 0$), Eqs. (3) and (5), together with Eq. (1) reduce to the following differential equation¹⁹:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m}, \quad (11)$$

where the analytic solution is¹⁹

$$\frac{(\Gamma - 1)(\Gamma_0 + 1)}{(\Gamma + 1)(\Gamma_0 - 1)} = \frac{(m_0 + M_0)}{(m + M_0)}, \quad (12)$$

where Γ_0 and m_0 are the initial values of Γ and m respectively.

In the fully adiabatic case where ($\varepsilon \simeq 0$, $U = U_{\text{ex}}$), Eqs. (3) and (5) become¹⁹

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + 2\Gamma m} \quad (13)$$

leading to the analytic solution¹⁹

$$(\Gamma - 1)M_0 c^2 + (\Gamma^2 - 1)mc^2 = E_{k0}, \quad (14)$$

where E_{k0} is the initial value of the kinetic energy E_k .

2.2. Our generic new model

In the Feng *et al.* model,²⁰ and because of the behavior of the radiation efficiency ε evolving with time, a differential equation for the internal residual energy in the fireball for the dynamical evolution of the GRB-afterglows was proposed. However, the change in the radiative part was ignored.

In fact, the total kinetic energy E_k of the fireball is given by²⁰

$$E_k = (\Gamma - 1)(M_0 + m) + \Gamma U. \quad (15)$$

The global conservation of energy implies that

$$dE_k = -dE_{\text{rad}}, \quad (16)$$

where dE_{rad} is the radiative part from the internal energy of the fireball. The definition given by Blandford *et al.* is $dE_{\text{rad}} = \varepsilon \Gamma (\Gamma - 1) dm c^2$.²⁶ The internal energy created within the fireball is U_{ex} , such that

$$dE_{\text{rad}} = \varepsilon \Gamma dU_{\text{ex}}. \quad (17)$$

This is due to the fact that the internal energy can be radiative or remains in the fireball and has the same form up to a factor ε (resp. $1 - \varepsilon$) for radiative (resp. residual) internal energy. Therefore, Eq. (17) can be rewritten as

$$dE_{\text{rad}} = \varepsilon \Gamma [(\Gamma - 1) dm + m d\Gamma] c^2. \quad (18)$$

Using Eqs. (15) and (18), one obtains the following differential equation describing the evolution of the fireball and consistent with the Sedov solution:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m(\Gamma + 1) + U/c^2}. \quad (19)$$

It is important to notice that in the adiabatic case when $\varepsilon \simeq 0$, Eq. (19) reduces to Eq. (13) while in the highly radiative case where ($\varepsilon \simeq 1$) Eq. (19) gets the new form

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m(1 + \Gamma)}, \quad (20)$$

leading to the following analytic solution:

$$\Gamma = -1 + \frac{M_0}{m} \text{ProductLog} \left[\frac{m}{M_0} e^{\frac{2m-C}{M_0}} \right], \quad (21)$$

($C = -M_0 \ln(1 + \Gamma_0)$ is a constant).

Moreover, it was shown that the total luminosity of the fireball has the following form:

$$L = L_B + \Gamma \varepsilon m c^2 \frac{d\Gamma}{dt}, \quad (22)$$

where L_B is the total luminosity used in the models of Refs. 19 and 20, and has as expression $L_B = \Gamma \varepsilon [(\Gamma - 1) c^2 dm/dt]$ and Γ is given by Eq. (19).

2.3. Synchrotron radiation

The distribution of the accelerated electrons by the external shock behind the blast wave in the absence of the radiation loss is generally assumed to be a power-law function of the electron energy²³:

$$N'_e(\gamma_e) = \frac{dN'_e}{d\gamma_e} = C^{\text{te}} \gamma_e^{-P}, \quad \gamma_{\min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{\max}, \quad (23)$$

where $\gamma_{\max} = a10^7(B'/1G)^{-1/2}$. Reference 26 is the maximum Lorentz factor and “ a ” is a factor taking its values between 1 and 10. The power for synchrotron radiation $P_{\nu'}$ is defined as²⁴ (ignoring all the absorption effects as SSA or diffusion effects as IC or synchrotron self-Compton (SSC)):

$$P_{\nu'} = \frac{2\sqrt{3}e^2\nu_L}{c} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} N'_e(\gamma_e) F\left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right) d\gamma_e, \quad (24)$$

where $F(x)$ is the synchrotron function such that²⁵

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(x') dx'. \quad (25)$$

Here $K_{5/3}$ is the second kind modified Bessel function. The synchrotron frequency ν'_c is given by²⁷

$$\nu'_c = \frac{2}{3} \nu_L \gamma_e^2, \quad (26)$$

where ν_L is the Larmor frequency

$$\nu_L = \frac{1}{2\pi} \frac{eB'}{m_e c}. \quad (27)$$

Note that the radiation in the lab frame can be calculated using the following relativistic transformations^{27,28}:

$$\nu = \frac{(1 + \beta)\Gamma}{1 + z} \nu', \quad (28)$$

where z is the redshift.

The instantaneous intensity F_ν giving the light curves at a frequency ν in Jansky ($\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1}$) is

$$F_\nu = \frac{1}{4\pi D_L(z)^2} 4\pi \frac{dP_\nu}{d\Gamma}, \quad (29)$$

where $D_L(z)$ is the luminosity distance in the Λ CDM model with $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $H_0 = 71 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. Note that for observations by satellites or terrestrial telescopes, one has to use S_B by integrating F_ν in a giving interval $[\nu_1, \nu_2]$:

$$S_B = \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu. \quad (30)$$

3. Numerical Results and Discussion

The variation of the mass swept by the fireball during the deceleration is given by

$$dm = 4\pi R^2 n m_p dR, \quad (31)$$

where

$$dR = \beta c \Gamma \left(\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1} \right) dt. \quad (32)$$

Here, t is the observed time and measured by telescopes and satellite. In solving Eqs. (1), (3), (5) and (19) numerically, the initial parameters are taken as: $\Gamma_0 = 250$, $M_0 = 2 \cdot 10^{-6} M_\odot$, $p = 2.1$, $\theta = 10^\circ$ (solid angle parameters), $a = 4.0$ and $g = 0$ with $k = 0$, $n = 1 \text{ cm}^{-1}$ corresponding to the ISM.¹⁷

Figure 1 displays the evolution of the jet velocity calculated according to Eqs. (3), (5) and (19).²⁹ Note that the three models are compatible with the Sedov solution, in the NR limit for the adiabatic case,³⁰ where the velocity is proportional to $R^{-3/2}$. However, in the other regions, the solution of Eq. (19) is different from those of Eqs. (3) and (5). In fact for the UR case where $x = m/M_0 \ll 1$, the principal branch of Lambert ProductLog (z) function denoted by $W_0(z)$ with $z = x e^{2x-C}$ (C is integration constant) has the following series expansion near $\frac{1}{e}$ (e : exponential) as $W_0(x) \approx -1 + \sqrt{2(ex+1)} + o\left(\sqrt{x + \frac{1}{e}}\right)$ which leads to $\Gamma \approx \frac{-1+e}{\sqrt{2}} + \frac{\sqrt{2}-1}{x} + \mathcal{O}\left(\sqrt{x + \frac{1}{e}}\right) \sim \frac{\sqrt{2}-1}{x} \sim R^{-3}$. Of course in this limit $\beta \rightarrow 1$ one can explain the almost horizontal curve in the region of interval $R \in [10^{14}-10^{18}] \text{ cm}$, although there is a small shift due to the fact that in our model $\beta = 1 - \frac{1}{\Gamma^2} \approx 1 - \frac{2x}{\sqrt{2}-1}$.

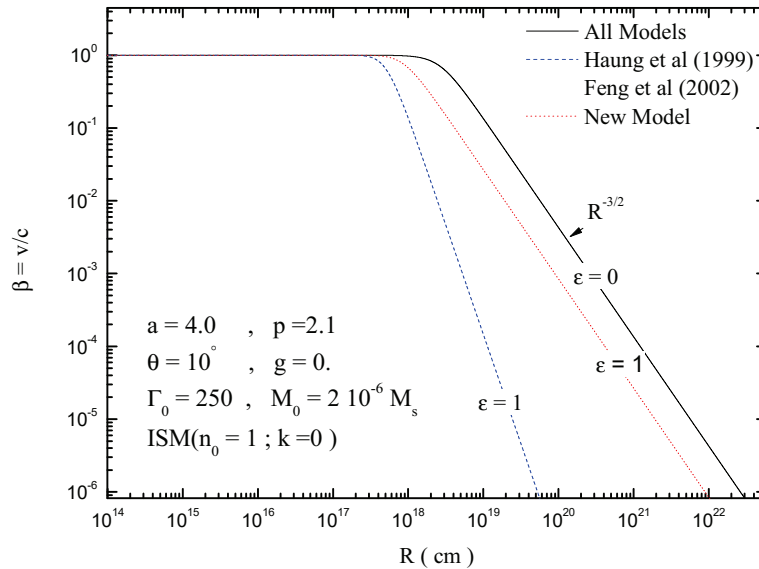


Fig. 1. Evolution of the jet velocity $\beta = v/c$ as a function of the distance R (in logarithmic scale). For radiative ($\varepsilon = 1$) and adiabatic ($\varepsilon = 0$) cases.

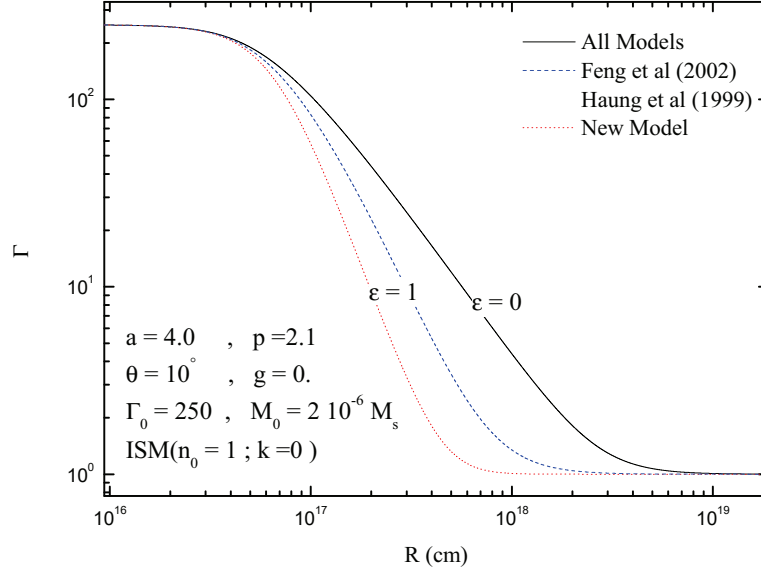


Fig. 2. Evolution of the Lorentz factor Γ as a function of the distance R (in logarithmic scale). For radiative ($\epsilon = 1$) and adiabatic ($\epsilon = 0$) cases.

For the NR case where $x \gg 1$ or equivalently $z \gg 1$ or $R \in [10^{19}-10^{23}]$ cm in the region of an interest the $W_0(z)$ function has the following series expansion $W_0(z) \approx \ln z - \ln z + \frac{\ln z}{\ln z} + o\left(\frac{\ln z}{\ln z}\right)$ $\Gamma = -1 + \frac{M_0}{m} \text{ProductLog}\left[\frac{m}{M_0} e^{2\frac{m}{M_0}-C}\right]$. Note that in our model if $x \gg$, $\Gamma \approx 1 - \frac{c+\ln 2}{x} \sim -\frac{c+\ln 2}{x} \sim R^{-3}$ (numerical result shows that $c \ll -\ln 2$) leading to $\beta \sim R^{-\frac{3}{2}}$ instead of $\beta \sim R^{-3}$.^{19,20} This explains the difference slope (in logarithmic scale between our model and that of Refs. 19 and 20) in fact in our new model the slope is smaller than that of Refs. 19 and 20).

Similar behaviors are noticed in Fig. 2 where the evolution of the Lorentz factor for the radiative case shows a faster drop (large slope) in our new model. Furthermore, the curve of the three mentioned models coincides in the NR region.

In fact in Fig. 2 (see the curve in UR limit), in the adiabatic case where $\epsilon = 0$ and in all models we obtain the same differential Eq. (13) which has as a solution Eq. (14) and therefore in the UR (resp. NR) limit $\Gamma \sim R^{-\frac{3}{2}}$ (resp. $\beta \sim R^{-\frac{3}{2}}$) since $m \sim R^3$. For the radiative case where $\epsilon = 1$, in our model, we end up with the differential equation $\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2-1}{M_0+m(\Gamma+1)}$ which has as a solution $\Gamma = -1 + \frac{M_0}{m} \text{ProductLog}\left[\frac{m}{M_0} e^{2\frac{m}{M_0}-C}\right]$. In the UR limit $\Gamma \approx (\sqrt{2}-1) \frac{M_0}{m} + \frac{\epsilon-1}{\sqrt{2}} \sim \frac{M_0}{m} \sim R^{-3}$. However in the NR limit one gets $\Gamma \sim 1 - (C + \ln 2) \frac{M_0}{m} (\sim 1)$ and $\beta \sim \sqrt{-2\frac{C+\ln 2}{x}} / (1 - \frac{C+\ln 2}{x}) \sim x^{-\frac{1}{2}} \sim R^{-\frac{3}{2}}$.

It is worth mentioning that in the other models of Refs. 11 and 19, one has a different differential equation that is $\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{(\Gamma^2-1)}{M_0+m}$ which has as a solution $\frac{(\Gamma-1)(\Gamma_0+1)}{(\Gamma+1)(\Gamma_0-1)} = \left(\frac{m_0+M_0}{m+M_0}\right)^2$ where m_0 is the initial mass. It is obvious that in the UR limit $\Gamma \sim \frac{M_0}{m} - 1 \sim R^{-3}$ and in the NR limit $\beta \sim R^{-3}$ (difference in power of R in comparison to our model). Again, the difference in the slope of Γ as a function

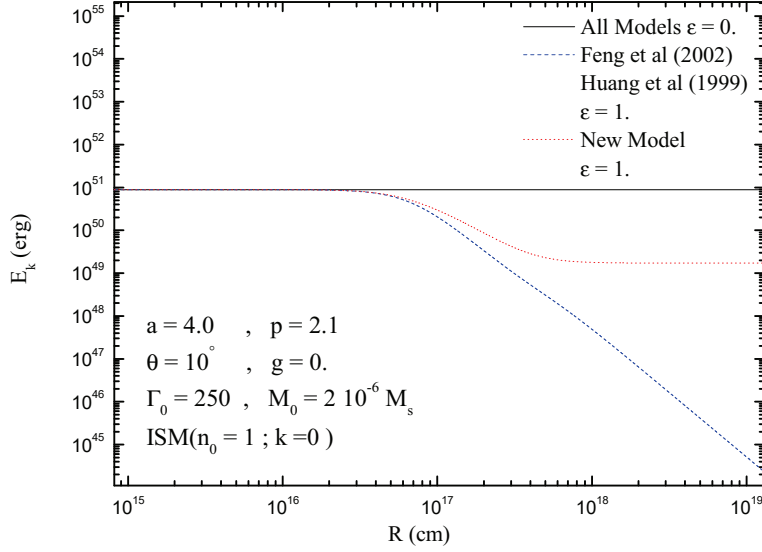


Fig. 3. Evolution of the total kinetic energy E_k as a function of the distance R (in a logarithmic scale). For radiative ($\varepsilon = 1$) and adiabatic ($\varepsilon = 0$) cases.

of R (in a logarithmic scale) is due essentially to the fact that we do not have the same solution of the two different differential equations mentioned above. Finally, in the NR limit, $\Gamma \rightarrow 1$ that is why all curves tend to the same limit.

Figure 3 shows the total kinetic energy E_k as a function of R . Note that for the case $\varepsilon \simeq 1$, E_k decreases slower in our new model than the proposed others models in Refs. 19 and 20 and it is almost flat in the range of $R \simeq 10^{16}$ – 10^{17} cm (UR) and $R \simeq 10^{18}$ – 10^{19} cm (NR). In the adiabatic case, E_k is constant for all the models ($E_k \sim 10^{51}$ erg). Figure 3 displays the evolution of the total kinetic energy E_k as a function of the distance R in a logarithmic scale for both the radiation and adiabatic cases where $\varepsilon = 1$ and $\varepsilon = 0$, respectively.

In fact we remind that when $\varepsilon = 0$ for all models (including ours), the solution of Eq. (13) is that given by Eq. (14) leading to $E_k = E_{k_0} = (\Gamma - 1)M_0c^2 + (\Gamma^2 - 1)mc^2 = C^{\text{te}}$. This explains why the kinetic energy is constant in dependently of the variation of R (both in the NR or UR cases). However, for $\varepsilon = 1$ (radiative case), the situation is different, especially in the NR case. The reason lies in the fact that Eq. (21) reduces to $\Gamma \sim 1 - (C + \ln 2)\frac{M_0}{m}$ (as it was pointed out earlier) than the expansion of the kinetic energy $E_k = (\Gamma - 1)M_0c^2$ (common to all models when $\varepsilon = 1$) will be $\sim -(C + \ln 2)\frac{M}{m}(M + M_0)$ and since $m \ll \gamma_0 M_0$ than $E_k \sim -(C + \ln 2) = C^{\text{te}}$. For the other models, using Eq. (12) we deduce that $E_k \sim 2\frac{(m_0 + M_0)^2(\Gamma_0 - 1)}{(\Gamma_0 + 1)}\frac{1}{m + M_0} \sim \frac{1}{m} \sim R^{-3}$. In the logarithmic scale, this behaves like a straight line with a slope $= -3$. For the UR case, our model gives using Eq. (12) and $\Gamma \sim \frac{\sqrt{2}-1}{m}M_0 \sim \frac{1}{m} \sim R^{-3}$, $E_k \sim \frac{\Gamma}{m + M_0} \sim \frac{\Gamma}{M_0} \sim R^{-3}$. Similar expressions can be obtained for the other models. Note in this case we have the same behavior of E_k as a function of R expect of course the proportionality factor a small shift due the difference of the solution of Γ between our model and the others.

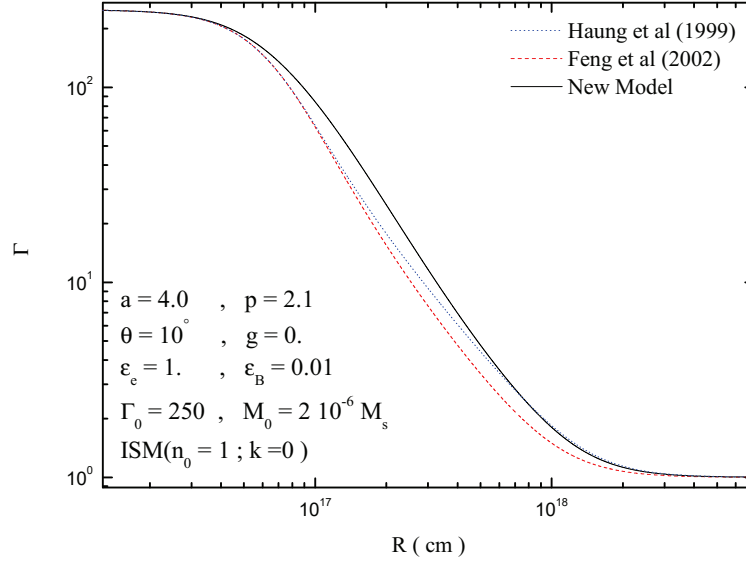


Fig. 4. Evolution of the Lorentz factor Γ as a function of the distance R (in logarithmic scale). For $\epsilon_e = 1$ and $\epsilon_B = 0.01$.

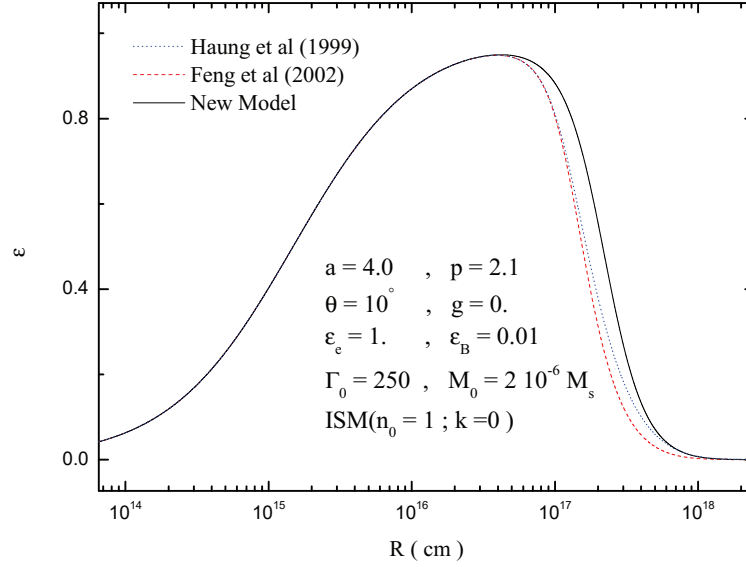


Fig. 5. (Color online) Evolution of the radiative efficiency of the fireball ϵ as a function of the distance R (in logarithmic scale). For $\epsilon_e = 1$ and $\epsilon_B = 0.01$.

Figure 5 shows the evolution of the radiative efficiency of the fireball ϵ as a function of the distance R for our model (black solid line), Feng *et al.* model (red dashed line) and Huang *et al.* (blue dashed line) for $\epsilon_e = 1$ and $\epsilon_B = 0.01$. Note that our curve is a little bit shifted in the interval 10^{17} – 10^{18} cm, and coincide in the region where $R > 10^{18}$ cm. Note also in comparison with other models the maximum which appears at $R \sim 5 \times 10^{16}$ cm. For $R \gg (NR \text{ case})$, the three curves coincide (similarly for the UR case).

For the intermediate values of R , the efficiency ε in our model is bigger than that of the Feng and Huang models for the same radius R . For example for $R \sim 2 \times 10^{17}$ cm, $\varepsilon_{\text{Our model}} \approx 0.49$, $\varepsilon_{\text{Huang}} \approx 0.37$ and $\varepsilon_{\text{Feng}} \approx 0.27$. To justify this behavior, we notice that using Eqs. (7) and (8) defining t'_{syn} and t'_{ex} , respectively, Eq. (6) takes the form $\varepsilon = \varepsilon_e [1D\Gamma R^{-1}(A\Gamma + B)^{-1}(\Gamma - 1)^{-2}]^{-1}$ where A , B and D are constants.

Now in the NR region where R is large and $\Gamma \simeq 1$, $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_e = 1$ (see Fig. 5). However, in the UR region where Γ is larger $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_e \frac{AR\Gamma^2\Gamma}{AR\Gamma^2 + D}$ and this is a decreasing function of $R\Gamma^2$. Our numerical results show that $\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{d\Gamma}{dR} \frac{dR}{dt}$ is a decreasing function of R and since $\frac{d\Gamma}{dt} \sim \Gamma^2$ (for a larger value of Γ see Eq. (9)) then $\frac{d\Gamma}{dR}$ decreases faster than $\frac{1}{R^2}$ as a function of R and consequently ε is a decreasing function of R as it is shown in Fig. 5. Now, the shift of ε in our model compared to the others lies in the fact that numerical results show that within the interval of $R \in [10^{16}, 10^{19}]$, the Lorentz factor Γ of our model is greater than that of Refs. 19 and 20 for a fixed value of R (see Fig. 4) or equivalently for a fixed value of Γ . The radius R of our model is greater than that of Refs. 19 and 20. Therefore, if Eq. (6) is rewritten as $\varepsilon = \varepsilon_e \frac{1}{D\Gamma/R(A\Gamma+B)(\Gamma-1)^2}$, then it is obvious that if $R_{\text{Our model}}$ is greater than $R_{\text{Other models}}$ (for a fixed value of Γ), one has $\varepsilon_{\text{Our model}} > \varepsilon_{\text{Other models}}$.

Figure 6 displays the luminosity as a function of the radius R . Note that there is a concordance between the three models in the range 10^{15} – 10^{18} cm than the curve becomes steeper in our model in the range $> 10^{19}$ cm.

Figure 6 shows the luminosity L_{bf} as a function of R for a variable efficiency ε . Note that L is a decreasing function of R and for relatively smaller values of R (UR case) it is almost of the same order (for our model and those of Refs. 19 and 20) with a small shift difference (ours is larger). For example for $R = 10^{16}$ cm,

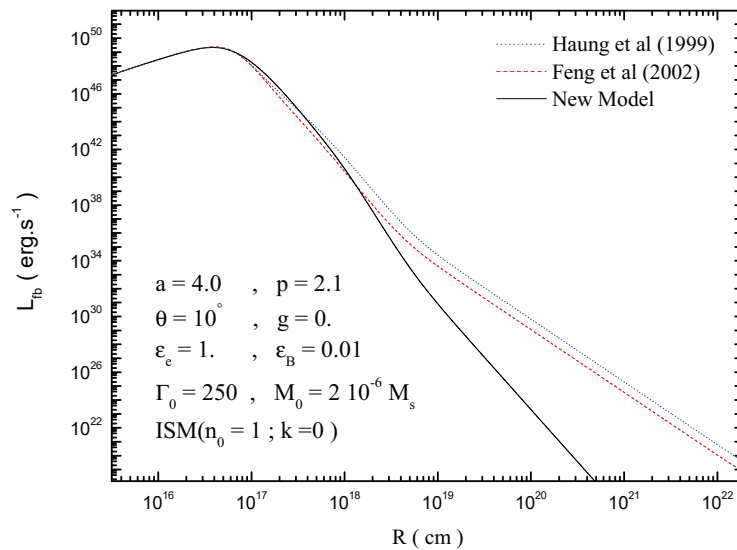


Fig. 6. Evolution of the total luminosity of the fireball L_{bf} as a function of the distance R (in logarithmic scale). For $\varepsilon_e = 1$ and $\varepsilon_B = 0.01$.

Table 1. Some numerical results illustrating the luminosity of the three models.

	L_1 (erg · s ⁻¹)			L_2 (erg · s ⁻¹)	$L_1 + L_2$ (erg · s ⁻¹)
R (cm)	Huang	Feng	Our model		
1.09×10^{16}	3.48785×10^{48}	3.48786×10^{48}	3.48798×10^{49}	-1.5353×10^{46}	3.47263×10^{48}
1.13×10^{17}	5.5×10^{47}	4.29×10^{47}	2.09×10^{48}	-1.16×10^{48}	9.36×10^{47}
1.03×10^{18}	2.5×10^{41}	2.0×10^{40}	1.71×10^{41}	-1.40×10^{41}	3.08×10^{40}
1.06×10^{19}	1.92×10^{34}	3.13×10^{33}	1.3323×10^{34}	-1.3318×10^{34}	5.01×10^{30}
1.10×10^{20}	4.29×10^{29}	7.63×10^{28}	3.03813×10^{29}	-3.03812×10^{29}	1.04×10^{23}

$L_{\text{Our model}} \approx 1.44 \times 10^{49} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ and $L_{\text{Feng}} \approx L_{\text{Huang}} \approx 9 \times 10^{48} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Now, if R increases, $L_{\text{Our model}}$ decreases faster than L_{Feng} and L_{Huang} for example for $R = 10^{19} \text{ cm}$, $L_{\text{Our model}} \approx 10^{30} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ and $L_{\text{Feng}} \approx 3.13 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ and $L_{\text{Huang}} \approx 1.92 \times 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Therefore, for larger values of R (NR case), the discrepancy increases between the results of our model and those of Refs. 19 and 20. This is due mainly to the fact that L contains two compelling terms $L_1 = \Gamma \varepsilon (\Gamma - 1) \frac{dm}{dt}$ which is positive and $L_2 = \Gamma \varepsilon m \frac{d\Gamma}{dt}$ (present only in our model), which is negative. As R increases, L_2 increases and compensates L_1 , such that $L = L_2 + L_1$ becomes smaller in comparison with the other models where the term L_2 is absent. Table 1 summarizes some numerical values illustrating this fact.

Figure 7 displays the total kinetic energy E_k as a function of the distance R . For $\varepsilon_e = 1$ and $\varepsilon_B = 0.01$. Note the discrepancy between the three models for the range $> 5 \times 10^{16} \text{ cm}$. The curves in the three models became almost flat in the region $R > 10^{18} \text{ cm}$. Note also the existence of two slopes in our new model in the region $R > 5 \times 10^{16} - 10^{18} \text{ cm}$.

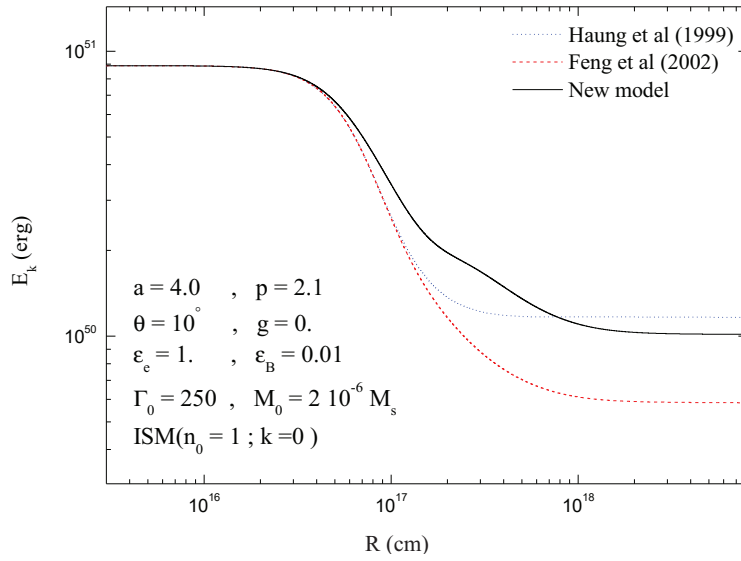


Fig. 7. Evolution of the total kinetic energy E_k as a function of the distance R (in logarithmic scale). For $\varepsilon_e = 1$ and $\varepsilon_B = 0.01$.

Table 2. Some numerical results illustrating the kinetic energy of the three models.

	E_k (erg)		
R (cm)	Huang	Feng	Our model
10^{16}	8.86×10^{50}	8.86×10^{50}	8.86×10^{50}
10^{17}	2.63×10^{50}	2.59×10^{50}	3.40×10^{50}
3×10^{17}	1.22×10^{50}	8.81×10^{49}	1.68×10^{50}
10^{18}	1.16×10^{50}	5.09×10^{49}	1.07×10^{50}
10^{19}	1.16×10^{50}	5.83×10^{49}	1.01×10^{50}
10^{20}	1.15×10^{50}	5.79×10^{49}	1.00×10^{50}

Figure 7 displays E_k as a function of R . Note that for values of $R = 10^{16}$ cm (UR region), E_k takes almost the same value for the three models ($E_k \approx 8.86 \times 10^{50}$ erg). The reason lies to the fact that in the UR region where Γ is larger and $M_0 \gg m$, $\varepsilon \approx \varepsilon_e$ (see Eq. (6)) and therefore in all models we have $E_k \sim (\Gamma - 1)M_0$ and almost the same differential equation $\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0}$. In the NR region where $m \gg M_0$ and $\Gamma \approx 1$, E_k becomes constant. For example for $R \approx 10^{19}$ cm, $E_{k(\text{Huang})} \approx 1.16 \times 10^{50}$ erg, $E_{k(\text{Feng})} \approx 6.09 \times 10^{49}$ erg and $E_{k(\text{Our model})} \approx 1.07 \times 10^{50}$ erg and $R \approx 10^{20}$ cm, $E_{k(\text{Huang})} \approx 1.15 \times 10^{50}$ erg, $E_{k(\text{Feng})} \approx 5.79 \times 10^{49}$ erg, $E_{k(\text{Our model})} \approx 1 \times 10^{50}$ erg (see Table 2). The reason lies to the fact that, in the NR region where $\Gamma \approx 1$, $\varepsilon \approx 0$ and $U \approx m(\Gamma - 1) + c^{\text{te}}$, one has $\frac{d\Gamma}{dm} \sim -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0}$ for all models which leads to $m \sim \frac{1}{\Gamma - 1}$ and therefore $E_k \approx 2(\Gamma - 1)m + C^{\text{te}}$ becomes constant. The difference in the constant between the three models is due to the complicated expression of $\varepsilon \approx \varepsilon_e \times 1/[R(A\Gamma + B)(1 - \Gamma)^2]$ (if $\Gamma \rightarrow 1$, where Γ is a function of m or equivalently R because slightly different our model to an other. Anyway, numerical results show that in the NR case, E_{Huang} becomes slightly bigger than ours and almost twice that of Feng *et al.*²⁰ In the intermediate region where $R \approx 3 \times 10^{17}$ cm, $E_{\text{Our model}} \approx 1.68 \times 10^{50}$ cm, $E_{\text{Feng}} \approx 8.81 \times 10^{49}$ cm and $E_{\text{Huang}} \approx 1.22 \times 10^{50}$ cm. In fact, the difference between our model and Feng *et al.*²⁰ (resp. Huang *et al.*¹⁹) is due to the difference in the expression of the used differential equation $\frac{d\Gamma}{dm}$ (see Eqs. (3) and (5)) (resp. to the difference in the experience of E_k (see Eq. (15)) and U (see Eq. (4) and $U = U_{\text{ex}} = (\Gamma - 1)mc^2$). Table 2 summarizes the behavior of E_k in various regions.

Figure 8 shows the light curve of GRB afterglow within all model for a radio frequency $\nu_{\text{obs}} = 3 \cdot 10^8$ Hz. Note the same behavior of the three models with a small shift in comparison with Feng when $R \leq 10^2$ cm. Note also that (see Table 3):

- F_ν is a decreasing function of t as it is expected.
- There are five regions where the slope $\frac{dF_\nu}{dt}$ change its direction. This is due to the complicated behavior of $\frac{dP}{dt}$ as a function of t .
- There is a maximum (for all models) around $t \sim 43$ s ($F_{\nu(\text{Huang})} \approx 6045$ erg $\cdot$ s $^{-1} \cdot$ cm $^{-2}$, $F_{\nu(\text{Feng})} \approx 6049$ erg $\cdot$ s $^{-1} \cdot$ cm $^{-2}$, $F_{\nu(\text{Our model})} \approx 7333$ erg $\cdot$ s $^{-1} \cdot$ cm $^{-2}$).

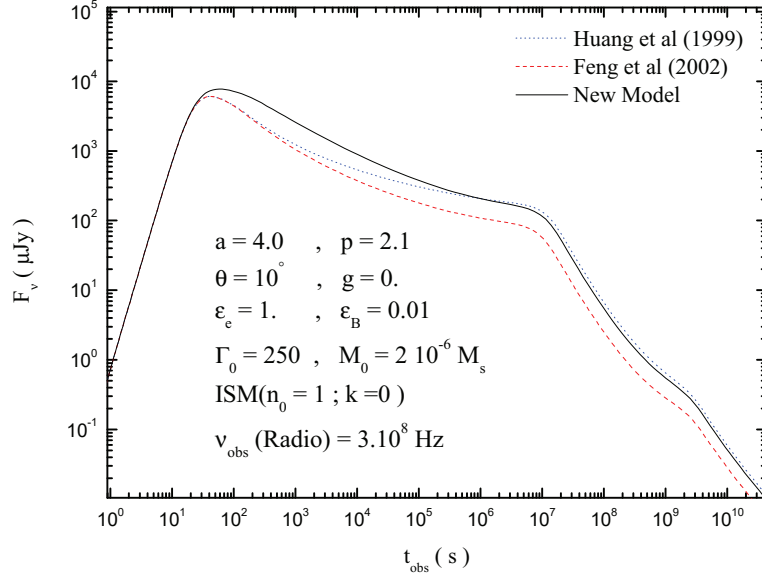


Fig. 8. Light curve of GRB afterglow (in logarithmic scale) within Huang *et al.*,¹⁹ Feng *et al.*²⁰ and the new models for radio frequency $\nu_{\text{obs}} = 3 \cdot 10^8$ Hz.

Table 3. Some numerical results illustrating the instantaneous intensity of light curve of the three models.

	F_ν (μJy)		
t_{obs} (s)	Huang	Feng	Our model
10	789.42	789.44	789.98
43	6045	6049	7333
1.2×10^3	1112	890	3159
10^6	205	98	207
10^8	6	1	4
10^9	0.6	0.2	0.4
10^{10}	0.05	0.01	0.04

This can be explained by the fact that the synchrotron function $K(x)$ has a maximum around $x \approx 0.3$ and therefore F_ν should have a maximum corresponding approximately to $t \approx 43$ s.

- For relatively small values of t (region 1, $t \sim 10$ s), one has almost the same values of F_ν for all models. That is: $F_{\nu(\text{Huang})} \approx 789.42 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $F_{\nu(\text{Feng})} \approx 789.44 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $F_{\nu(\text{Our model})} \approx 789.98 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.
- In the region 2 (where $\frac{dF_\nu}{dt}$ change the direction), our F_ν is above and different from that of Huang *et al.*¹⁹ and Feng *et al.*²⁰ For example for $t \sim 1.2 \times 10^3$ s, $F_{\nu(\text{Huang})} \approx 1112 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $F_{\nu(\text{Feng})} \approx 890 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $F_{\nu(\text{Our model})} \approx 3159 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

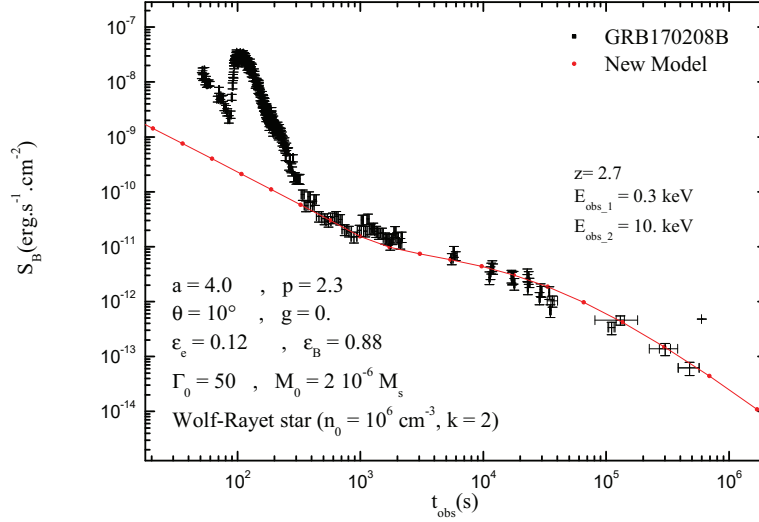


Fig. 9. Integrated light curves of the GRB170208B afterglow observed by the XRT/Swift telescope and their simulation (in logarithmic scale)

- In the region 3 where $t \sim 10^6$ s and $F_{\nu(\text{Huang})} \approx 250 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $F_{\nu(\text{Feng})} \approx 98 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ and $F_{\nu(\text{Our model})} \approx 207 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $\frac{dF_{\nu}}{dt}$ changes again its direction (decreases).
- In the region 4 where F_{ν} drops faster (a more pronounced slope is noticed) $t \sim 10^8\text{--}10^9$ s and $F_{\nu(\text{Huang})} \in [6, 0.6] \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $F_{\nu(\text{Feng})} \in [1, 0.2] \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ and $F_{\nu(\text{Our model})} \in [0.4, 0.04] \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.
- In the region 5 where $t \geq 10^{10}$ s ($R \approx 10^{19}$ cm) and $F_{\nu(\text{Huang})} \leq 0.05 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $F_{\nu(\text{Feng})} \leq 0.01 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ and $F_{\nu(\text{Our model})} \leq 0.04 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, F_{ν} changes again its slope (increases).

Note that in all regions 1, 2 and 3 in our model, F_{ν} is above and almost the same as that of Huang *et al.*¹⁹ but slightly different (almost a constant) from that of Feng *et al.*²⁰

Figure 9 displays the light curves of the GRB170208B afterglow observed by the XRT/Swift telescope and their simulation. Note the fairly good agreement of our model in the X-ray afterglows region $t_{\text{obs}} \geq 3 \times 10^2$ s and this confirm the viability of our model. On the other hand, for GRB170208B where $\varepsilon_e \ll \varepsilon_B$,^{31–33} we can also clearly notice that the elimination of the SSC's emission did not affect our simulation.

4. Conclusion

Throughout this paper, a new generic model of the GRB afterglows which verifies the Sedov solution and energy conservation in the adiabatic regime is constructed. We have studied and discussed the evolution of the jet velocity, Lorentz factor, kinetic energy, efficiency radiation coefficient, luminosity and instantaneous intensity of light curve as a function of the radius of the blast wave R and/or time t .

We have considered both the radiative and adiabatic cases as well as constant and variable efficiency radiation coefficient ε . The results of our model are compared with those of Huang *et al.* and Feng *et al.* models. It turns out that the behaviors and/or numerical results are almost the same in the UR region and different globally in the other regions (relativistic and NR). Also, fairly good concordance with the observational data of XRT/Swift telescope concerning the integrated light curves of the GRB170208B was obtained in the interval of our interest $t_{\text{obs}} \succeq 3 \times 10^2$ s. Concerning the very recent work on the GRB's, we believe that the astrophysical interpretations are a model-dependent and our model remains competitive and can be used as an alternative to these new proposed models in the literature. In fact there are many people still using these models to give various astrophysical interpretations (see for e.g. the very recent papers of Refs. 12, 13 and 14, where their work is based on the traditional model). There are also other recent papers suggesting new corrections and modifications to the traditional model regarding the delay ejection (see e.g. Refs. 15 and 34). Concerning the Lorentz factor its estimation is also a model dependent. In fact in our model (see Fig. 9) a value of approximately 50. However in the work of Refs. 13, 14 and 16, they have obtained a value greater than 100. Also from other papers which supposed that it has been possible to put very stringent upper limits on the Lorentz Gamma factor $\Gamma \sim 3-4$ (see for e.g. Refs. 35–38). For the X-ray afterglow emission of long GRBs, the astrophysical interpretations depend also on the proposed model.^{31,39} In fact, the authors of Refs. 13, 14, 16, 40 have explained the X-ray afterglows as the emission when the jet shocked the surrounding medium.

Finally, it is also very important to mention that there are a number of papers which suggest the existence of an “intermediate” class of bursts (see e.g. Refs. 41 and 42). using various reasons, either physical or instrumental. Therefore, not only the long GRBs originate from the collapse, but also there are some bursts which may be short but actually result from collapsars, the physical mechanism behind normal long bursts, and the usual progenitors of long GRBs.

Acknowledgments

We are very grateful to the Algerian Ministry of Higher Educations and Scientific Research and DGRSDT for the financial support. I would also like to extend my deepest gratitude to Dr. Bilel Hamil from Hassiba Benbouali University, Chlef.

Finally this paper is dedicated to the memory of my supervisor Professor N. Mebarki who sadly passed away before publication.

References

1. R. W. Klebesadel, I. B. Strong and R. A. Olson, *Astrophys. J.* **182**, L85 (1973).
2. E. Costa *et al.*, *Nature* **387**, 783 (1997).
3. M. Metzger, S. Djorgovski, S. Kulkarni, C. Steidel, K. Adelberger, D. Frail, E. Costa and F. Frontera, *Nature* **387**, 878 (1997).

4. N. J. Shaviv and A. Dar, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **277**, 287 (1995).
5. R. Sari and T. Piran, *Astrophys. J.* **485**, 270 (1997).
6. C. D. Dermer and K. E. Mitman, *Astrophys. J. Lett.* **513**, L5 (1999).
7. P. Kumar, *Astrophys. J. Lett.* **523**, L113 (1999).
8. M. J. Rees and P. Mészáros, *Astrophys. J.* **430**, L93 (1994).
9. S. Blinnikov, I. Novikov, T. Perevodchikova and A. Polnarev, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
10. J. Katz, *Astrophys. J.* **432**, L107 (1993).
11. M. Rees and P. Mészáros, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **258**, 41P (1992).
12. B.-Q. Huang, T. Liu, F. Huang, D.-B. Lin and B. Zhang, *Astrophys. J.* **904**, 17 (2020).
13. L. Li *et al.*, *Astrophys. J.* **900**, 176 (2020).
14. L. Zhao, H. Gao, W. Lei, L. Lan and L. Liu, *Astrophys. J.* **906**, 60 (2021).
15. J. J. Geng and Y. F. Huang, *Adv. Astron.* **2016**, 1592148 (2016).
16. J. Ren, D.-B. Lin, L.-L. Zhang, K. Wang, X.-Y. Li, X.-G. Wang and E.-W. Liang, *Astrophys. J. Lett.* **901**, L26 (2020).
17. L. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Academic, 1969).
18. J. Chiang and C. D. Dermer, *Astrophys. J.* **512**, 699 (1999).
19. Y. Huang, Z. Dai and T. Lu, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309**, 513 (1999).
20. J.-B. Feng, Y.-F. Huang, Z.-G. Dai and T. Lu, *Chin. J. Astron. Astrophys.* **2**, 525 (2002).
21. A. Panaitescu, P. Mészáros and M. Rees, *Astrophys. J.* **503**, 314 (1998).
22. E. Zouaoui, M. Fouka and S. Ouichaoui, *Sci. Technol. A: Sci. Exactes* **0**, 71 (2015).
23. Z. Dai, Y. Huang and T. Lu, *Astrophys. J.* **520**, 634 (1999).
24. Y. F. Huang, Z. G. Dai and T. Lu, *Astron. Astrophys.* **336**, L68 (1998).
25. R. Blandford and C. McKee, *Phys. Fluids* **19**, 1130 (1976).
26. T. Piran *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **497**, L17 (1998).
27. G. Rybicki and A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley, 1979).
28. M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, 1965).
29. K. Lind and R. Blandford, *Astrophys. J.* **295**, 358 (1985).
30. E. Zouaoui, M. Fouka and S. Ouichaoui, *AIP Conf. Proc.* **8** (2012), pp. 359–362.
31. B. Zhang, *The Physics of Gamma-Ray Bursts* (Cambridge University Press, 2018).
32. X.-B. He, P.-H. T. Tam, G.-B. Long, P. S. Pal, Y. Zhang and L.-J. Zhang, arXiv:2109.05177.
33. P. Veres *et al.*, *Nature* **575**, 459 (2019).
34. J. J. Geng, X. F. Wu, Y. F. Huang and Y. B. Yu, *Astrophys. J.* **28**, 878 (2013).
35. R. Ruffini *et al.*, *Astrophys. J.* **832**, 136 (2016).
36. R. Ruffini *et al.*, *Astrophys. J.* **869**, 151 (2018).
37. R. Ruffini, M. Karlica, N. Sahakyan, J. Rueda, Y. Wang, G. Mathews, C. Bianco and M. Muccino, *Astrophys. J.* **869**, 101 (2018).
38. R. Ruffini *et al.*, *Astrophys. J.* **852**, 53 (2018).
39. J. A. Rueda, R. Ruffini, M. Karlica, R. Moradi and Y. Wang, *Astrophys. J.* **893**, 148 (2020).
40. P. Beniamini, J. Granot and R. Gill, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **493**, 3521 (2020).
41. H. Zitouni, N. Guessoum, K. M. AlQassimi and O. Alaryani, *Astrophys. Space Sci.* **363**, 1 (2018).
42. N. Guessoum, H. Zitouni and R. Mochkovitch, *Astron. Astrophys.* **620**, A131 (2018).

Hydrodynamical evolution and their light curves for a new GRB-Afterglow modal

E Zouaoui and N Mebarki

Laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique, Frères Mentouri University, Constantine 1, Algeria

E-mail: esma.zouaoui213@gmail.com

Abstract. A model of a hydrodynamic evolution of an external shock produced by the deceleration of a relativistic jet ejected by a progenitor of the gamma ray burst is proposed and studied. The model shows new aspects and gives the most realistic description of the radiation energy produced by the fireball. The properties of the light curve of the GRB-Afterglows are also discussed.

1. Introduction

The GRB 190114C [1] is the most energetic gamma ray burst ever detected in this universe with a redshift $z=0.4245$, which is up to now a big unsolved puzzle. Recently, scientists have detected for the first time gravitational waves associated with the GRB 150101B [2] and GRB 170817A [3] which support the importance of this phenomenon and its study. Since the first publication in 1973, three theoretical models have been proposed [4] namely that of Chaing et al (1999) [5] which is inconsistent with the Sedov solution in the non relativistic phase [6] Huang et al (1999) [7] with a general model compatible with the observational data and Feng et al (2002) [8] [9] with a new realistic formula for the internal energy. In this work we propose a new model with a novel expression of radiation thermal energy [11] consistent with the Sedov solution up to now a big unsolved puzzle.

2. Hydrodynamic evolution

Many models have been proposed to describe the expansion of the GRB remnants with the evolution of the Lorentz factor such as Chiang et al [5]:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M} \quad (1)$$

where Γ , M , m are the Lorentz factor, the total mass of the fireball, the swept mass from the external environment, respectively.

On the other hand, Huang et al [7] propose another model describing both the ultra relativistic and non relativistic phases and based on the integral equation $U = (\Gamma - 1)dm c^2 + m\Gamma c^2$ of the internal energy leading to the following differential equation:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + \varepsilon m + 2(1 - \varepsilon)\Gamma m} \quad (2)$$



here ε is the radiation efficiency factor and M_0 the initial mass of the jet.

Feng et al 2002 [8] assume a new differential equation of $dU = (1 - \varepsilon)dU_{ex}$ ($dU_{ex} = (\Gamma - 1)dm c^2 + m\Gamma c^2$) for the fireball model:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m + U/c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma m} \quad (3)$$

In what follows, we propose a new definition of the radiation thermal energy different from that of Ref. [10] ($dU_{rad} = \varepsilon\Gamma(\Gamma - 1)c^2 dm$) which can be rewritten as $dU_{rad} = \varepsilon dU_{ex}$. Consequently, Finally, another differential equation for the evolution of the Lorentz factor is obtained: [11]:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m(\Gamma + 1) + U/c^2} \quad (4)$$

It is worth mentioning that the radiation efficiency factor ε has the following expression [12] [13]:

$$\varepsilon = \varepsilon_e \frac{t'_{syn}{}^{-1}}{t'_{syn}{}^{-1} + t'_{ex}{}^{-1}} \quad (5)$$

where t_{syn} , t_{ex} are the synchrotron cooling and expansion times in the co-moving frame respectively.

3. Synchrotron radiation

The power spectral $P_{\nu'}$ of the synchrotron radiation (in $erg.s - 1.cm - 3.Hz - 1$) in the comoving frame for all accelerated electrons is given by [14]:

$$P_{\nu'} = \frac{2\sqrt{3}e^2\nu_L}{c} \int_{\Gamma_{min}}^{\Gamma_{max}} N'_e(\Gamma_e) F\left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right) d\Gamma_e \quad (6)$$

where ν_L and $F(x)$ are the Larmor frequency, synchrotron function [15] and N'_e electron distribution accelerated by the shock in the non existence of radiation losses respectively written as a power law [13]:

$$N'_e(\Gamma_e) = \frac{dN'_e}{d\Gamma_e} = C t_e \Gamma_e^{-P}, \Gamma_{min} \leq \Gamma_e \leq \Gamma_{max} \quad (7)$$

where Γ_{max} (resp. Γ_{min}) is defined in [16] [17] (resp. [18]).

Let us recall that the relativistic transformations from the host galaxy to the Earth referential frames are [14] [19]:

$$\nu = \frac{(1 + \beta)\Gamma}{1 + z} \nu' \quad (8)$$

$$d\Omega = \frac{1}{(1 + \beta)^2 \Gamma^2} d\Omega' \quad (9)$$

$$t_{obs} = (1 + z)t \quad (10)$$

Finally, the instantaneous intensity F_{ν} of the synchrotron emission (in Jansky) is given by:

$$(F_{\nu}) = \frac{1}{4\pi D_L(z)^2} 4\pi \left(\frac{dP_{\nu}}{d\Gamma} \right) \quad (11)$$

where $D_L(z)$ and z are the luminosity distance and redshift respectively.

4. Numerical results and discussions

Before proceeding, we recall that the expression of the sweep mass m as function of the distance R and observation time t is [20]:

$$dm = 4\pi R^2 n m_p dR \quad (12)$$

$$dR = \beta c \Gamma (\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}) dt \quad (13)$$

where n is the number density of the GRBs environment medium, m_p the proton mass and $M_0 = 2 \times 10^{-5} M_\odot$ the initial mass outflow of the fireball. As an initial input one has $\Gamma_0 = 300$ the initial Lorentz factor, $\theta_{jet} = 10^\circ$ a jet opening angle decelerating within the ISM with a constant density $n = 1 \text{ cm}^3$ and $k = 0$ (n, k are parameters depending on the medium), $g = 0$ the lateral expansion and $a = 9$ and $p = 2.1$ the numerical and spectral parameters respectively. We have used also $\varepsilon_e = 0.01$, $\varepsilon_B = 1$ as the electronic and magnetic efficiencies.

Figure 1 displays the solutions of Eqs. 2, 3 and 4, a function of time regarding the Lorentz factor. Notice that for the three models, one has almost the same behaviors, Similar remarks are also found from in Figure 2 for the internal energy. Figure 3 which shows the time evolution of the radiative efficiency. Figure 4 represents the kinetic energy as a function of the time. Notice that the new model predictions are quite different from those of Feng and Huang models in the relativistic and non relativistic regions. This will account in the explanation of the real data light curves behaviours. Figure 5 displays the Light curve of GRB Afterglow time evolution (in a logarithmic scale) for V-band frequency $\nu_{obs} = 550 \text{ nm}$. Figure 6 shows a comparison of the theoretical GRB 170202A afterglow light curves (our code) with the observational data by the XRT / Swift satellite in terms of the integrated fluence, S_B in the X-ray band.

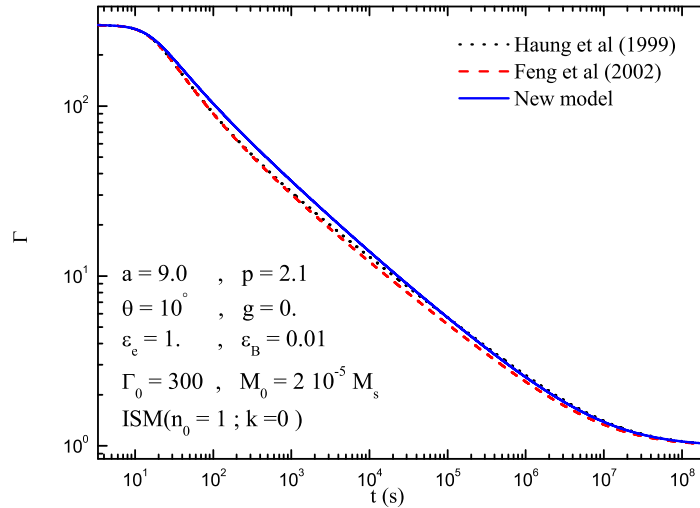


Figure 1. Evolution of the Lorentz factor Γ as a function of time t (in logarithmic scale).

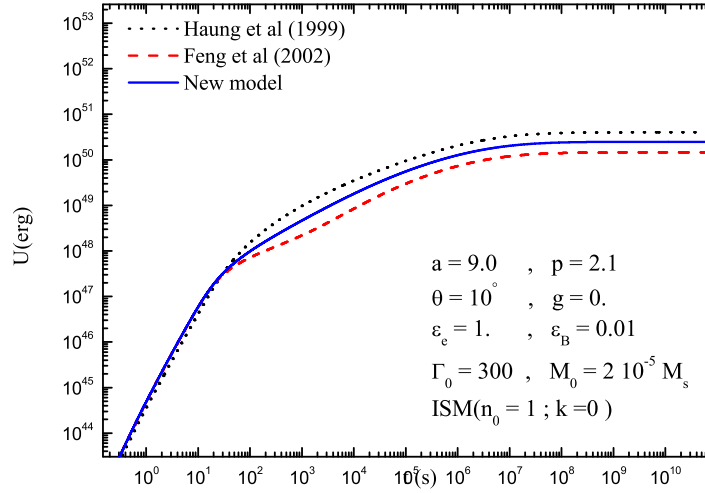


Figure 2. Evolution of the internal energy U as a function of the time t (in logarithmic scale).

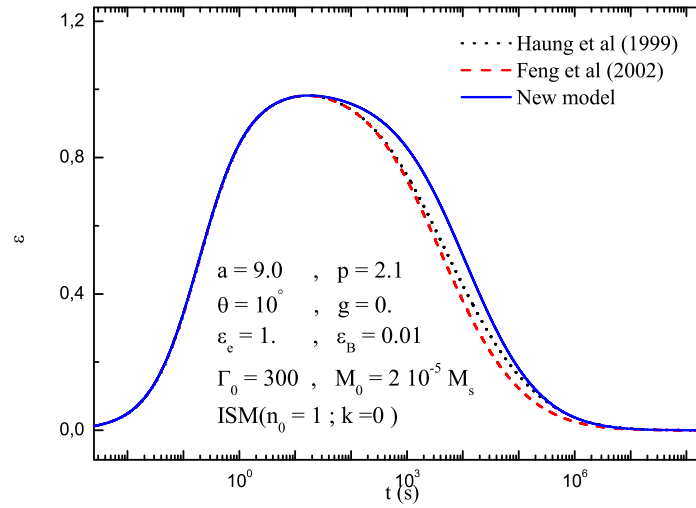


Figure 3. Evolution of the radiative efficiency of the fireball ε as a function of time t (in logarithmic scale).

5. Conclusion

The conventional dynamical models of Haug et al 1999 and Feng 2002, were able to describe the remnant emission of the gamma ray bursts for both radiative and adiabatic cases as well as

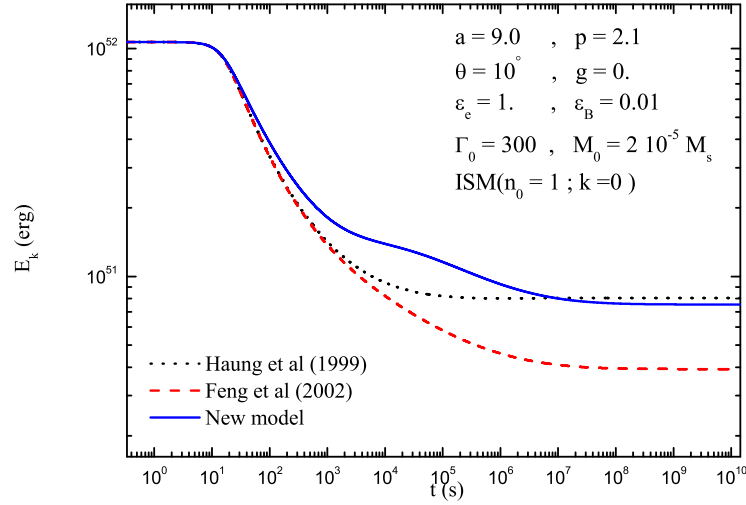


Figure 4. Evolution of the total kinetic energy E_k as a function of the time t (in logarithmic scale).

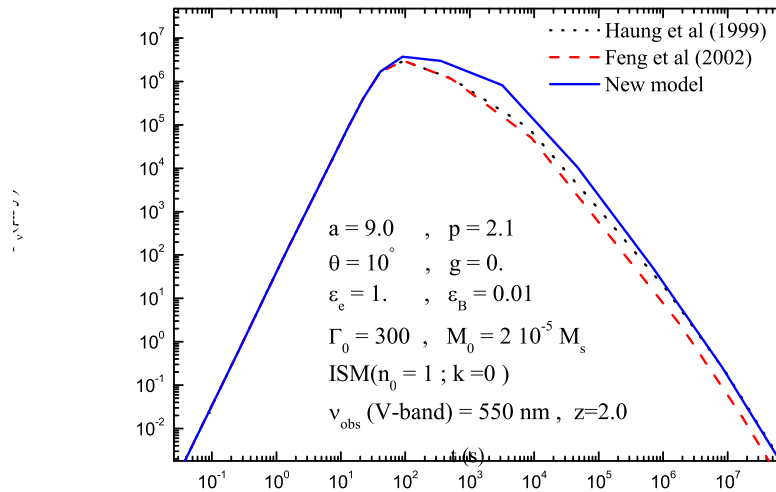


Figure 5. Light curve of GRB Afterglow (time evolution in logarithmic scale) for V-band frequency $\nu_{obs} = 550nm$.

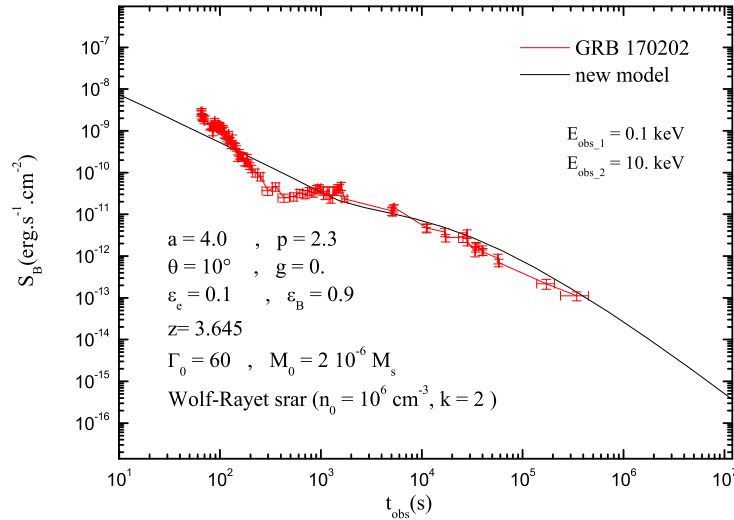


Figure 6. Comparison of calculated afterglow light curves (our code) to observed data by the XRT / Swift satellite in term of the integrated fluence, S_B (in $erg.s^{-1}.cm^{-2}$ units) in the X-ray band ($E = 0.2 - 10keV$).

also ultra-relativistic and non-relativistic phases, Furthermore, they gave a compatible solution especially in the adiabatic case. In this paper, we have proposed a general model leading to a new Lorentz factor evolution equation giving a consistent solution compatible with that of Sedov and much very well the observational data.

6. Acknowledgments

We are very grateful to the Algerian Ministry of Higher Educations and Scientific Research and DGRSDT for financial support.

7. References

- [1] Veres P et al. 2019 Observation of inverse Compton emission from a long γ -ray burst *Nature* **575** 459
- [2] Fong W et al. 2016 The Afterglow And Early-Type Host Galaxy Of The Short GRB 150101b at $z = 0.1343$ *The Astrophysical Journal* **833** 151
- [3] Lamb G P et al. 2018 GRB 170817A as a jet counterpart to gravitational wave trigger GW 170817 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **478** 733
- [4] Zouaoui E, Fouka M and Ouichaoui S 2012 Hydrodynamical Evolution of GRBs Afterglows: Realistic model with evolving radiative efficiency *AIP: Conf. Series* **1444** 359–362
- [5] Chiang J and Dermer C D 1999 Synchrotron and Synchrotron Self-Compton Emission and the Blast-Wave Model of Gamma-Ray Bursts *The Astrophysical Journal* **512** 699
- [6] Sedov L 1969 *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (New York: Academic) chapter IV
- [7] Huang Y F, Dai Z G and Lu T 1999 A generic dynamical model of gamma-ray burst remnants *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **309** 513
- [8] Feng J B et al. 2002 Dynamical evolution of gamma-ray burst remnants with evolving efficiency *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* **2** 525
- [9] Zouaoui E, Fouka M and Ouichaoui S 2015 L'évolution hydrodynamique des afterglows pour le modele de feng *Sciences & Technologie. A, sciences exactes* **0** 71

- [10] Blandford R D and McKee C F 1976 Fluid dynamics of relativistic blast waves *The physics of Fluids* **19** 1130
- [11] Zouaoui E and Mebarki N 2019 dynamical evolution of GRB-Afterglows in a new generic model *Preprint* 1911.07350
- [12] Dai Z G and Lu T 1998 Gamma-ray burst afterglows: effects of radiative corrections and non-uniformity of the surrounding medium *Notices of the Royal Astronomical Society* **298** 87
- [13] Dai Z G, Huang Y F and Lu T 1999 Afterglows from Realistic Fireballs *The Astrophysical Journal* **520** 634
- [14] Rybicki G B and Lightman A P 1979 *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: Wiley and Sons)
- [15] Abramowitz M and Stegun I A 1965 *Handbook of Mathematical Function* (New York: Dover)
- [16] De jager O C and Harding A K 1992 The Expected High-Energy to Ultra-High-Energy Gamma-Ray Spectrum of the Crab Nebula *The Astrophysical Journal* **439** 161
- [17] De Jager O C et al. 1996 Gamma-ray observations of the Crab Nebula: A study of the synchro-compton spectrum *The Astrophysical Journal* **457** 253
- [18] Sari R, Piran T and Narayan R 1998 Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows *The Astrophysical Journal Letters* **497** L17
- [19] Lind K R and Blandford R D 1985 Semidynamical models of radio jets-Relativistic beaming and source counts *The Astrophysical Journal* **295** 358
- [20] Huang Y F et al. 1998 Gamma-ray bursts: post-burst evolution of fireballs *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **298** 459

Synchrotron Emission and Self-Absorption in GRB Afterglows

E Zouaoui and N Mebarki

Laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique, Frères Mentouri University of Constantine 25000, Algeria

E-mail: esma.zouaoui@gmail.com

Abstract. GRBs are the most energetic phenomena in the universe. For this, two types of shocks were suggested for the prompt emission and the jet within the medium environment. In this work we try to treat the radiation of the GRB afterglows by synchrotron emission mechanisms. Moreover, by ignoring the diffusion of the Inverse Compton scattering, the absorption effect like synchrotron self-absorption is also studied and discussed.

1. Introduction

The most important objective of the BeppoSAX mission was to allow a better localization of the gamma-ray bursts with accuracy of the order of $\sim 3' \times 3'$. That is allowed for the first time in 1997 the detection of the X-ray afterglow appearing a few hours after the gamma-ray burst GRB 970228 [1], than associated with the optical afterglow which was observed a few hours later. The X-ray afterglow presents decay in power law.

Some months later, and for the first time they measured the redshift, $z = 0.835$, of the burst GRB 970508 [2] which provides definitively the cosmological origin of gamma-ray bursts.

Since then, theorists have focused their efforts on the development of theoretical models making it possible to obtain light curves matching with the observations. The strongly favored model which can describe these emissions well with successful explanations of the majority of features of the GRBs is releasing $10^{51} \sim 10^{54}$ erg in a few seconds, with a variant the light curve is the fireball model [3][4][5][6][7][8][9][10]. The scenario in this model is when the duality of the fireball/blast-wave shocks the surrounding medium and emits radiation in X-ray, optical and radio bands with synchrotron emission as the main radiation mechanism. However, in reality we could not ignore the absorption effect when we talk about a low energy as a radio band. The goal of this paper is to show the importance of this effect when we study the GRB afterglows in low energies.

2. Dynamics and radiation

2.1. Hydrodynamic evolution

Feng model [11] assumes an evolution of the Lorentz factor Γ in the fireball model [12] as follows:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = \frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m + U/c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma m} \quad (1)$$



where m is the swept-up mass, M_0 is the ejected initial mass and ε is the efficiency of radiation, the internal energy U in the fireball is approximately by the following expression [13]:

$$dU = (1 - \varepsilon)dU_{ex} = (1 - \varepsilon)[(\Gamma - 1)dm c^2 + m c^2 d\Gamma] \quad (2)$$

Here U_{ex} is the internal energy produced in this expansion and radiation efficiency ε is given by [14]:

$$\varepsilon = \varepsilon_e \frac{t_{syn}'^{-1}}{t_{syn}'^{-1} + t_{ex}'^{-1}} \quad (3)$$

with $t_{syn}' = 6\pi m_e c / (\sigma_T B_{e,min}'^2)$ and $t_{ex}' = R / (\gamma c)$ are the synchrotron cooling time and the co-moving frame expansion time, respectively. m_e being the electron mass, σ_T is Thomson cross section, $B_{e,min}'$ the magnetic energy density [11] and R is the radius of the blast-wave determined by

$$\frac{dR}{dt} = \beta c \gamma (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \quad (4)$$

2.2. Synchrotron radiation and self-absorption

The distribution of the accelerated electrons by the external shock behind the blast wave in the absence of the radiation loss is generally assumed to be a power-low function of the electron energy [15]:

$$N_e(\gamma_e) = \frac{dN_e}{d\gamma_e} = C \gamma_e^{-p}, \gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{max} \quad (5)$$

where p is the index between 2 and 3, $\gamma_{max} = a 10^7 (B' / 1G)_{1/2}$ is the maximum Lorentz factor, with a is a factor taking its values between 1 and 10. Moreover, one can also define the minimum Lorentz factor as [16]:

$$\gamma_{min} = \varepsilon_e (\Gamma - 1) \frac{m_p (p - 2)}{m_e (p - 1)} + 1 \quad (6)$$

The synchrotron radiation power at frequency ν' from all the accelerated electrons in the comoving frame is given by [17]:

$$P_\nu = \frac{2\sqrt{3}e^2 \nu_L}{c} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N_e'(\gamma_e) F\left(\frac{\nu'}{\nu_c}\right) d\gamma_e \quad (7)$$

where $F(x)$ is the synchrotron function defined as [18]:

$$F(x) = \int_x^\infty K_{5/3}(x') dx' \quad (8)$$

$K_{5/3}$ the second kind modified Bessel function. and:

$$\nu_c = \frac{2}{3} \nu_L \gamma_e^2 \quad (9)$$

where ν_L is the Lamor frequency:

$$\nu_L = \frac{1}{2\pi} \frac{e B'}{m c} \quad (10)$$

The radiation in the lab frame can be calculated using relativistic transformations as transformation as [17][19]:

$$\nu = \frac{(1 + \beta)\Gamma}{1 + z} \nu' \quad (11)$$

$$d\Omega = \frac{1}{(1 + \beta)^2 \Gamma^2} d\Omega' \quad (12)$$

$$t_{obs} = (1 + z)t \quad (13)$$

The instantaneous intensity giving the curves of light at a frequency ν in Jansky ($erg.s^{-1}.cm^{-3}.Hz^{-1}$) is:

$$(F_\nu)_{OTS} = \frac{1}{4\pi D_L(z)^2} 4\pi \left(\frac{dP_\nu}{d\Gamma} \right)_{OTS} \quad (14)$$

where $D_L(z)$ is the luminosity distance calculated in the Λ CDM model with $\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ and $H_0 = 71 km.s^{-1} Mpc^{-1}$.

At low frequencies synchrotron self-absorption (SSA) plays an important role. Where we can see a modification on the general shape of the light curve, the number of the cutoff and their values. So to estimate the self absorption frequency one requests the optical depth alongside the line of spectacle. A simple approximation is $\alpha_\nu' R/\Gamma$ where α_ν' is the absorption coefficient [20]:

$$\alpha_{\nu'} = \frac{(p+2)}{8\pi m_e \nu'} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P'_{\nu',e}(\gamma_e) \frac{N'_e(\gamma_e)}{\gamma_e} d\gamma_e \quad (15)$$

with:

$$P_\nu = \frac{2\sqrt{3}e^2 B}{mc^2} F\left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right) \quad (16)$$

So the instantaneous intensity for the SSA will be:

$$(F_\nu)_{SSA} = \frac{1}{4\pi D_L(z)^2} 4\pi \left(\frac{dP_\nu}{d\Gamma} \right)_{SSA} \quad (17)$$

$$\left(\frac{dP_\nu}{d\Gamma} \right)_{SSA} = (1 + z)(1 + \beta) \left(\frac{dP_{\nu'}}{d\Gamma'} \right)_{SSA} \quad (18)$$

$$\left(\frac{dP_{\nu'}}{d\Gamma'} \right)_{SSA} = \left(\frac{dP_{\nu'}}{d\Gamma'} \right)_{OTS} \frac{1}{\alpha_\nu' \Delta'} (1 - e^{-\alpha_\nu' \Delta'}) \quad (19)$$

3. Results and discussion

First, the evolution of the light curve is affected by the initial various parameters values: $a = 4.0, p = 2.3, g = 0.0, \theta = 10^\circ, \varepsilon_e = 1.0, \varepsilon_B = 0.01, \Gamma_0 = 250$ and $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$, with $M_\odot$ is Solar mass. Here θ is the jet half-opening angle. The GRB in our calculations is assumed to be at $z = 1.0$ corresponding to the luminosity distance about $D_L = 6.82 Gpc$. These previous parameters are fixed we change the others such as $\lambda_{obs}^{-1} = 500.cm^{-1}$ related to UV emission and $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$ corresponding to the radio band. Here, we propose as an environment a homogeneous interstellar medium with $n_0 = 1.0 cm^{-3}, k = 0$.

Figure 1 shows the light curve of the GRB afterglow in the two cases OTS and SSA emission for a radio frequency $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$. Here the synchrotron self-absorption appears regularly during the afterglow and it becomes really visible typically in the radio emission, so it arises in the radio afterglow. So far it was not able to be seen as in figure 2 when we have UV frequency $\lambda_{obs}^{-1} = 500.cm^{-1}$. Figure 3 shows the ratio between the absorption coefficient for radio

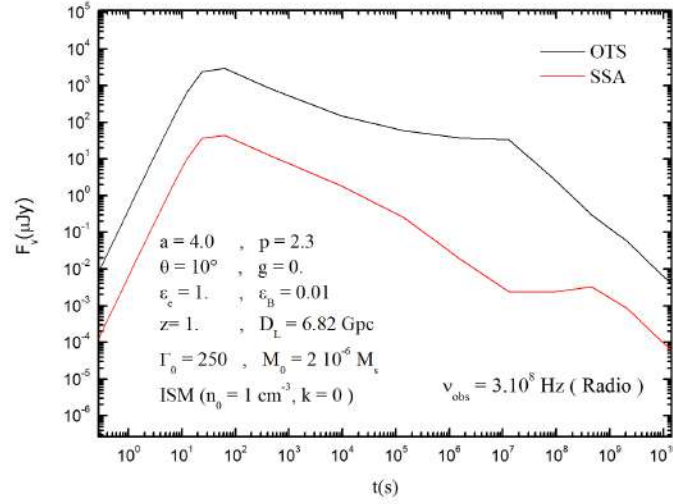


Figure 1. Light curve of GRB Afterglow in the two cases OTS and SSA emission for radio frequency $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$.

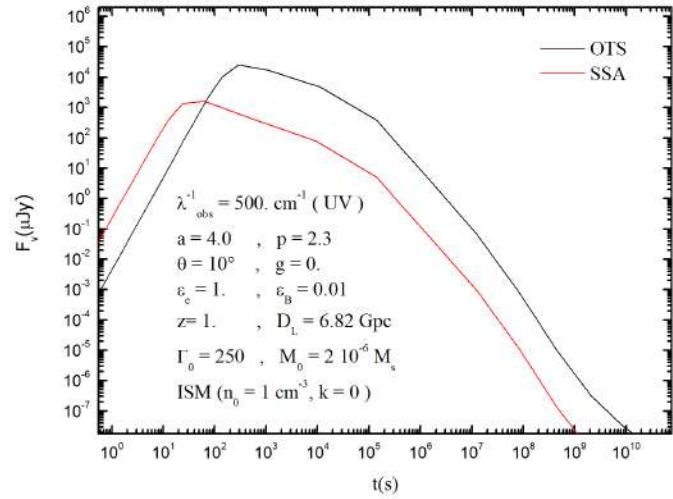


Figure 2. Light curve of GRB Afterglow in the two cases OTS and SSA emission for UV frequency $\lambda_{obs}^{-1} = 500.cm^{-1}$.

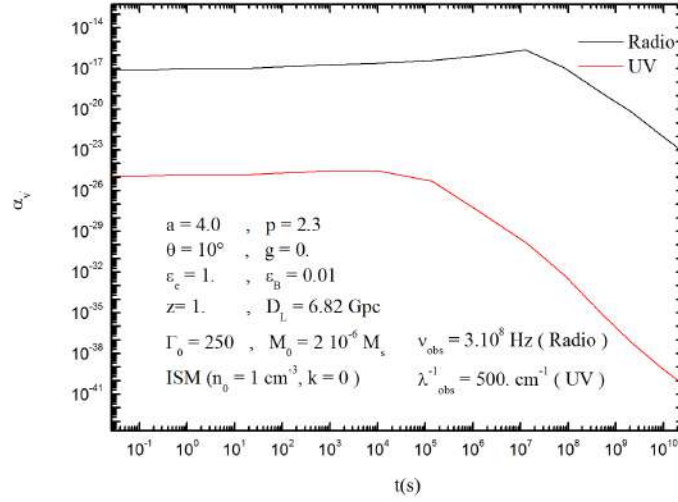


Figure 3. Evolution of absorption coefficient for radio frequency $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 Hz$ and UV frequency $\lambda_{obs}^{-1} = 500.cm^{-1}$.

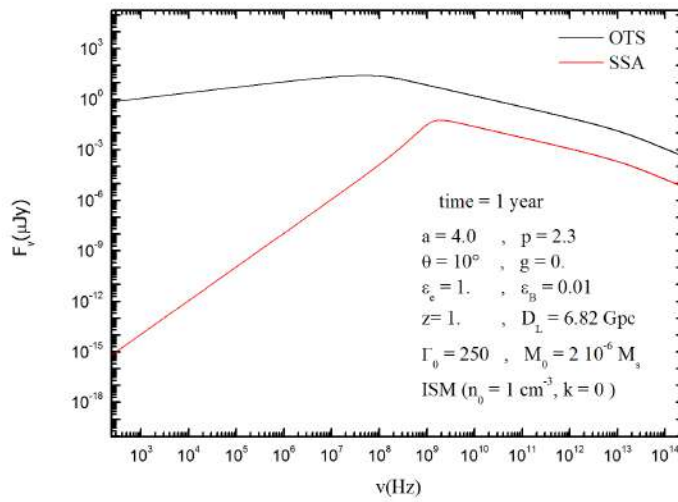


Figure 4. Spectra of GRB Afterglow in the two cases OTS and SSA emission.

frequency $\nu_{obs} = 3 \times 10^8 \text{ Hz}$ and UV frequency $\lambda_{obs}^{-1} = 500 \text{ cm}^{-1}$. This result is confirmed in the figure 4 when the spectra of GRB Afterglow consist of a large absorption in low frequencies contrary to the same case in high frequencies.

4. Conclusion

Most of the observed gamma ray bursts (GRBs, i.e., very intense flashes of prompt, hard and very brilliant cosmologic electromagnetic radiations) are usually followed by afterglows which consist in remnant, softer, delayed radiations over a large frequency range extending from X-rays down to radio waves. The most popular model describing both two radiation types is the fireball model where two classes of violent collisions are assumed: (i) the internal shocks behind the GRB emission and (ii) the external shock producing the remnant afterglows. In this contribution, we report on a performed hydrodynamic modeling of the external shock that allowed us to calculate afterglow light curves by assuming the predominance of the synchrotron emission mechanism (OTS), which is justified mainly in the case of low electron densities (typically for $n_e < 10^3 \text{ cm}^{-3}$), however at low frequencies the synchrotron self-absorption (SSA) has its effect on the cutoff of the low energy spectrum because of the important values of the absorption coefficient.

5. Acknowledgments

We are very grateful to the Algerian Ministry of Higher Educations and Scientific Research, DGRSDT and ATRST for the financial support.

References

- [1] Costa E, Frontera F, Heise J, Feroci M, in't Zand J, Fiore F, Cinti M N, ... Piro L and Butler R C 1997 *Nature* **386** 783
- [2] Metzger, M R, Djorgoski S G, Steidel C C, Kulkarni S R and Frail D A 1997 *Nature* **387** 878
- [3] Rees J M and Mészáros P 1992 *Mon. Not. Roy. Astron. Soc* **P258** 41
- [4] Shaviv N J and Dar A 1995 *Mon. Not. Roy. Astron. Soc* **277** 287
- [5] Sari R and Piran T 1997 *Astrophys. J.* **485** 270
- [6] Dermer C D and Mitman K E 1999 *Astrophys. J.* **513** L5
- [7] Kumar P 1999 *Astrophys. J.* **523** L113
- [8] Rees M J and Mészáros P 1994 *Astrophys. J. Lett.* **430** L93
- [9] Blinnikov S I, Novikov I D, Perevodchikova TV and Polnarev A G 1984 *Soviet. Astron. Lett.* **10** 177
- [10] Katz J I 1994 *Astrophys. J.* **432** 107
- [11] Feng J B, Huang Y F, Dai Z G, and Lu T 2002 *Chin. J. Astron. Astrophys* **2** 525
- [12] Zouaoui E, Fouka m and Ouichaoui S 2015 *Sciences and Technologie A* **41** 71
- [13] Zouaoui E Fouka M and Ouichaoui S 2011 2010 *Proc. Int. Conf on Algerian Astronomy and Astrophysics (Constantine Algeria)* vol 1444 (American Institute of Physics) p 359
- [14] Dai Z G and Lu T 1998 *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **298** 87
- [15] Dai Z G, Huang Y F and Lu T 1999 *Astrophys. J.* **520** 634
- [16] Sari R, Piran T and Narayan R 1998 *Astrophys. J. Lett.* **497** L17
- [17] Rybicki G B and Lightman A P 1979 *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: Wiley)
- [18] Abramowitz M and Stegun I A 1965 *Handbook of Mathematical Function* (New York: Dover)
- [19] Lind K R and Blandford R D 1985 *Astrophys. J.* **295** 358
- [20] Jonathan G, Tsvi P and Re'em S 1999 *Astrophys. J.* **527** 236

Organigram of the hydrodynamic evolution of GRBs Afterglows

Esma Zouaoui^{1*}, Noureddine Mebarki¹, Mourad Fouka², Saâd Ouishaoui³

¹LPMPs Laboratory, Frères Mentouri Constantine 1 University, Ain el bey Street, Constantine, Algeria

²Group of high energy astrophysics, Research Center in Astronomy, Astrophysics and Geophysics (CRAAG), B.P.63, Algiers Observatory, Bouzareah, Algiers, Algeria.

³SNIRMLaboratory, University of Sciences and Technology Houari Boumediene (USTHB), Faculty of physics, B.P. 32, El-Alia, 16111 Bab Ezzouar, Algiers, Algeria.

*esma.zouaoui@gmail.com

Abstract: In this work, we are interested in modeling the delayed emissions after the prompt emission of the gamma-ray burst GRB Afterglows. We have made a comparison between three hydrodynamic models describing the evolution of the shock of a relativistic jet in an external environment surrounding the source of a gamma-ray burst or the interstellar medium. These models are that of Chiang & Dermer (1999), Haunget *al.* (1999) and Fenget *al.* (2002). In this case we have constructed a numerical code to make clear our study, using several methods such as the substitution method or integration by the finite differences approach.

Key words: GRBs Afterglows – Organigramme – Hydrodynamicliste.

I. INTRODUCTION

The afterglow of the gamma-ray bursts is the second emission behind the prompt flash gamma rays. It is to be noted that this was predicted by theorists in the context of the fireball model (Sari&Piran(1997)). The spectra of these afterglows are spread over a very wide band, from Hard X-rays ($E > 10$ keV) to radio waves ($\nu \sim$ GHz). for a narrow frequencies band (Zhanget *al.* (2003)).

Theorists focus their efforts to develop theoretical models to obtain light curves consistent with observations. In this work, we present and compare three hydrodynamic models (Zouaoui *al.* (2011)), analytical and with one-dimension (depending only on the distance to the progenitor R) describing the external shock in the fireball model. These are: the modelsof Chiang (Chiang&Dermer(1999)), Huang (Huangetal. (1999)) and Feng (Fenget *al.* (2002)). This shock consists of a deceleration of a relativistic material jet in the medium surrounding the source of a gamma-ray burst.

II. HYDRODYNAMIC MODELS

The hydrodynamic evolution of GRBs Afterglows describes the evolving of the Lorentz factor Γ from the GRBs source in the host galaxy to the observational devices (Satellites or telescopes). This Lorentz factor has been used in various models due to the different physicists point of view.

Actually, the difference between these models is in the definition of the internal energy (see table1)

Table 1. Different Internal Energy Models.

Models	Internal energy	
Chaing	$dU = (\Gamma - 1)dm c^2$	$U = \int (\Gamma - 1)dm c^2$
Huang	$U = (\Gamma - 1)mc^2$	$dU = (\Gamma - 1)dm c^2 + mc^2 d\Gamma$
Feng	$dU = (1 - \varepsilon)dU_{ex}$	$dU_{ex} = (\Gamma - 1)dm c^2 + mc^2 d\Gamma$

where Γ is the bulk Lorentz factor of the deceleration, m the masse of the surrounding medium swept-up by the fireball and ε is the fraction of internal energy radiated by the fireball (Dalet *al.* (1999)).

The global energy balance $dE_k = -dE_r$ where E_k is the bulk kinetic energy of the GRB fireball is given by:

$$E_k = (\Gamma - 1)(M_0 + m)c^2 + \Gamma U \quad (1)$$

Similarly, the radiated differential energy has an expression the following:

$$dE_r = \varepsilon \Gamma (\Gamma - 1)dm c^2 \quad (2)$$

All these expressions lead to three different equations according to the three models (see table2)

Table2. Different Models.

Models	Internal energy
Chaing	$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M}$
Huang	$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + \varepsilon m + 2(1 - \varepsilon)\Gamma m}$
Feng	$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m + U/c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma m}$

III. BASIC CONCEPTS

The basic mathematical methods used in our programming code are:

D. Substitution method

The substitution $x = \log_{10}(R/\text{cm})$ is better for an integration of a large scale distances, like the distance travel of a relativistic fireball jet to the Earth. This logarithmic scale is very helpful when we are dealing with large distances.

E. First order finite difference method:

The finite differences method is a numerical method that looks for approximate solutions of differential equations, in which finite differences approximate the derivatives. In our case trying to solve differential equations of the Lorentz factor as a function of the mass m of the surrounding medium sweep-up by the fireball.

In fact, this method appears to be the simplest one, furthermore, using this method in our code gives results which converge to Sedov solution (Sedov(1969)), and also to the analytical solutions in the cases of an expanded and constant radiation.

IV. HOW DOES THE CODE WORK?

Our code was written in order to simulate the evolution of the hydrodynamics of the GRB Afterglows and study the external shock of the fireball with the surrounding medium.

As usual in any program we have an input file called Data.dat started with it, to take all necessary physical quantities: as initial parameters of the fireball and the external environment. After we indicate if the state of the fireball is radiated or not, constant or variable (we are talking about the effectiveness of radiation). After that, we choose a

model to minimize the Lorentz factor. We use the logarithmic scale mentioned above and to find the numerical solutions of the fireball, we use the finite difference method and get all the physical quantities necessary to the hydrodynamic study.

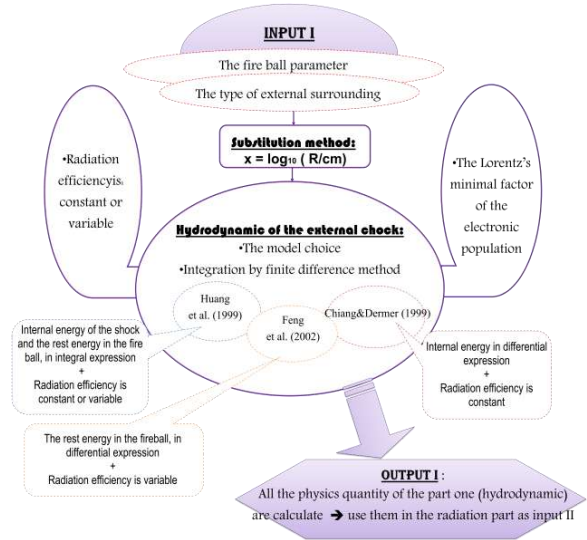


Figure 1 – Organogram of the hydrodynamic evolution GRBs Afterglows

V. NUMERICAL RESULTS AND DISCUSSION

The aim of this work is to choose the most compatible model with the observational data. To proceed, we take the hydrodynamic output as an input to the next step which is in our case the radiation treatment (Dai *etal.*(1998)).

We have taken a fireball with an initial mass outflow, $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$, initial Lorentz factor $\Gamma_0 = 250$, and a jet opening angle, $\theta_{\text{jet}} = 10^\circ$, decelerating within the ISM with a constant density, $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ and $k = 0$ (n, k are parameters depending on the medium), lateral expansion $g = 0$, numerical and spectral parameters $a = 4$ and $p = 2.3$ respectively. We have used also $\varepsilon_e, \varepsilon_B$ as the electronic and magnetic efficiencies with $\varepsilon_e + \varepsilon_B = 1$.

The most important results are:

- In all figures, we can note that there are three sections of the deceleration corresponding to:
 - (i) the ultra-relativistic phase,
 - (ii) the relativistic phase,
 - (iii) the non-relativistic phase.

- In the case of an adiabatic expansion, the internal energy produced by the external shock remains entirely in the fireball. This means that the deceleration of the Lorentz factor is slower compared to that of a radiative regime which generates a faster deceleration due to the radiation (Fig.1-2-3) but for varying efficiency; and if $\epsilon_e = 1$ it is similar to the deceleration radiative scheme for the first values of time and finished with an adiabatic expansion. We can confirm this in Figure (4) which shows the change in the total energy of the fireball as a function of the distance.
- The main idea is to prove the advantage of Feng's model to describe this phenomenon.
- The goal of this code is to produce as much as figures in order to find a plausible explanation for all cases and understand what really happened.

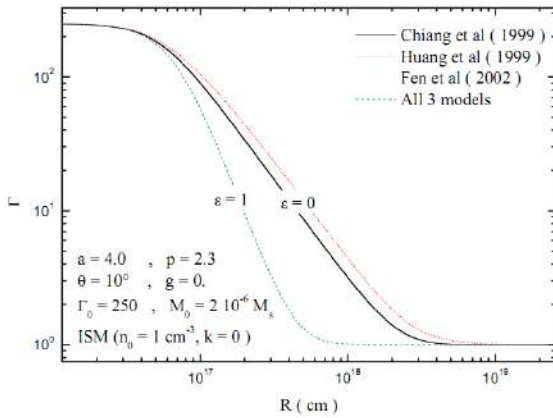


Figure 1 – Evolution of the Lorentz factor, of the fireball as a function of distance, R , in the three models.

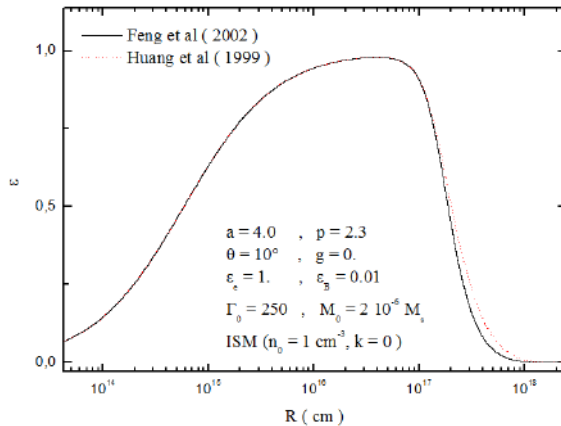


Figure 2 – Plot of the radiation efficiency versus the distance.

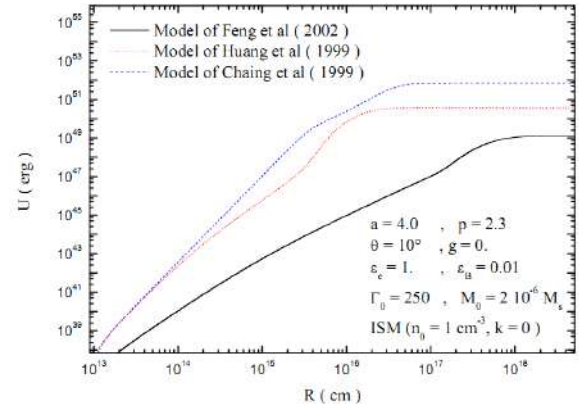


Figure 3 – Internal energy, U , of the fireball as a function of distance R , in the three models.

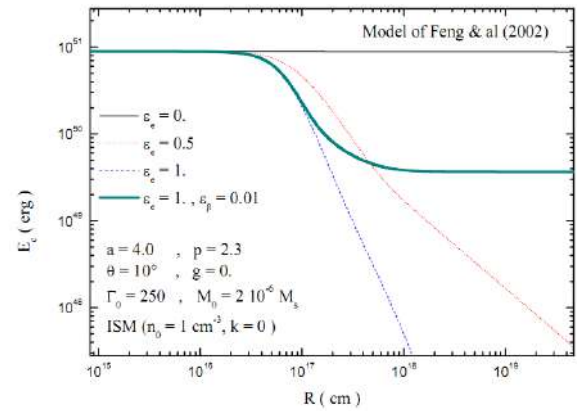


Figure 4 – Evolution of the kinetic energy of the fireball according to the distance R , with various values of the radiation efficiency, ϵ .

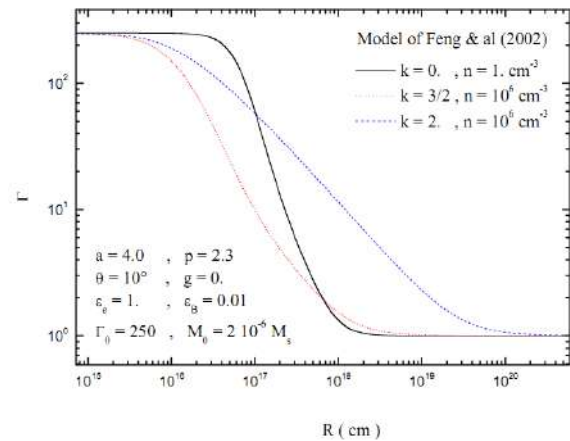


Figure 5 – Plot of the Lorentz factor of the fireball versus the distance R to the GRB progenitor for the considered three types of external media. (Feng model)

VI.CONCLUSION

Previous studies have discussed the hydrodynamic models of the GRB Afterglows and the modelization needs a typical numerical solution. In this work we have built a code for these three hydrodynamic models in order to try explaining the puzzle of the corresponding phenomena and to show what is the most realistic model.

The hydrodynamic Feng's model is the most interesting one. Its basic idea is that the efficiency changes and varies during the evolution of the fireball, which makes it more realistic for a fairly good description of the restituted internal energy. Moreover, the solution of Feng's model is consistent with Sedov solution (Zouaoui *et al.* (2011)) to justify the validity of the fireball evolution starting from an ultra-relativistic phase to the non-relativistic one.

REFERENCES

- Chiang, J., « Synchrotron and Synchrotron Self-Compton Emission and the Blast-Wave Model of Gamma-Ray Bursts », *Astrophysical Journal*, vol. 512, Issue 2, pp.699-710
- Dai, Z.G., « Gamma-ray burst afterglows: effects of radiative corrections and non-uniformity of the surrounding medium », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.298, Issue 1, pp.87-92
- Dai, Z.G., « Gamma-Ray Burst Afterglows from Realistic Fireballs », *Astrophysical Journal*, vol. 520, Issue 2, pp.634-640
- Feng, J. B., « Dynamical Evolution of Gamma-Ray Burst Remnants with Evolving Radiative Efficiency », *Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics*, vol. 2, pp.525-532
- Huang, Y. F., « A generic dynamical model of gamma-ray burst remnants », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 309, Issue 2, pp.513-516
- Sari, R., « Variability in Gamma-Ray Bursts: A Clue », *Astrophysical Journal*, vol. 485, Issue 1, pp.270-273
- Sedov, L., « Similarity and Dimensional Methods in Mechanics », vol. 2. New York:Academic, 1969.
- Zhang, B., « Gamma-Ray Burst Early Optical Afterglows: Implications for the Initial Lorentz Factor and the Central Engine », *Astrophysical Journal*, vol. 585, Issue 2, pp.950-954
- Zouaoui, E., « Hydrodynamical evolution of GRBs afterglows: Realistic model with evolving radiative efficiency », *American Institute of Physics, Conference Proceeding*, vol. 1444, pp.359-362

L'EVOLUTION HYDRODYNAMIQUE DES AFTERGLOWS POUR LE MODELE DE FENG

E. ZOUAOU¹, M. FOUKA² AND S. OUICHAOU³

¹Laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique, Université des Frères Mentouri, Constantine, Algérie.

²CRAAG, Observatoire d'Alger, B.P 63, Bouzareah, Alger (Algérie)

³Faculté de physique, Département de Rayonnement, Université USTHB, Algérie

Reçu le 12/08/2013 – Accepté le 02/05/2015

Résumé

Nous avons modélisé l'évolution du choc externe produit par la décélération d'un jet relativiste, éjecté par un progéniteur d'un sursaut gamma, par un milieu interstellaire (MIS). Nous avons adopté le modèle de Feng et al. (2002), étant donné qu'il est le modèle le plus réaliste dans la description de l'énergie interne produite par le choc et celle restituée dans la boule de feu, dans un autre côté son accord avec les solutions de Sedov avec ses conditions.

Mots clés : Sursaut Gamma, Emission rémanente, relativité, Chocs externes, boule de feu, hydrodynamique.

Abstract

This paper presents a hydrodynamic evolution of the external shock produced by the deceleration of a relativistic jet ejected from a progenitor of the GRB by an interstellar medium (ISM). We adopted the Feng et al. (2002), since it is the most realistic model for the description of the internal energy generated by the shock and the remnant in the fireball, in another side its agrees with Sedov solution conditions.

Keywords: GRBs Afterglows, relativity, external Shock, fireball, hydrodynamics.

ملخص

يتعرض هذا البحث لدراسة هيدروديناميكية لتصادم المقذوفة المتسارعة الناتجة عن انفجارات أشعة غاما مع الوسط بين النجمي. اعتمدنا نموذج فنغ وآخرين. (2002)، لأنه الأكثر واقعية في وصف الطاقة الداخلية الناتجة عن التصادم، والمتنبئة في كرة نارية إلى جانب آخر التوافق مع حلول سيدوف في شروطه المفروضة.

الكلمات المفتاحية : إنبعثات أشعة مابعد انفجارات أشعة غاما، النسبية، التصادم الخارجي، كرة النار، الهيدروناميك.

I. INTRODUCTION

Suite à la décélération d'un jet relativiste par la matière du milieu interstellaire (MIS), une fraction de l'énergie cinétique du choc est convertie en énergie interne, U . Dans le modèle de Feng et al. (2002), on suppose qu'une fraction, U_{rest} , de cette dernière est restituée dans la boule de feu. Les deux quantités sont liées par [1].

$$dU = (1 - \varepsilon)dU_{\text{ex}} = (1 - \varepsilon)(\Gamma - 1)dm c^2 + mc^2 d\Gamma \quad (1)$$

ε étant l'efficacité de rayonnement, Γ le facteur de Lorentz global du jet, m la masse balayée par la boule de feu.

En établissant l'équilibre énergétique, on aboutit à l'équation hydrodynamique suivante [2]:

$$\frac{d\Gamma}{dm} = - \frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m + U/c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma m} \quad (2)$$

M_0 étant la masse initiale du jet. En tenant compte des échelles de temps, de rayonnement et du choc externe, l'efficacité de rayonnement peut être exprimée par [3]:

$$\varepsilon = \varepsilon_e \frac{t_{\text{syn}}}{(t_{\text{syn}} + t'_{\text{ex}})}$$

t'_{syn} et t'_{ex} étant, respectivement, le temps de refroidissement synchrotron et le temps caractéristique du choc externe, et ε_e correspondant à la fraction de l'énergie interne prise par

II. RESULTATS NUMERIQUES

Nous avons supposé un jet relativiste de facteur de Lorentz initial, $\Gamma_0 = 250$, d'une masse initiale, $M_0 = 2 \cdot 10^{-6} M_\odot$, de demi angle d'ouverture $\theta = 10^\circ$, décéléré dans un milieu externe homogène de densité $n_0 = 1 \text{ proton.cm}^{-3}$, en supposant trois type d'expansion: (i) une expansion purement radiative, $\varepsilon = 1$, (ii) une expansion purement adiabatique, $\varepsilon = 0$,

(iii) une expansion partiellement radiative, $\varepsilon = 0.5$. Nous avons supposé une efficacité de rayonnement variable, suivant l'équation (3).

III. DISCUSSION

Le modèle hydrodynamique de Feng est le modèle le plus général et réaliste du point de vue de l'efficacité qui change ou varie pendant l'évolution de la boule de feu [3], et nous avons confirmé le succès de ce modèle par la comparaison avec la solution de Sedov [4] qui justifie la validité de ce modèle dans la phase ultra-relativiste vers la phase non relativiste (cf., fig.1-2).

Dans toutes les figures nous pouvons voir clairement qu'il y a trois sections de la décélération correspondant à : (i) la phase ultra-relativiste, (ii) la phase de décélération relativiste, (iii) la phase non-relativiste.

Dans le cas d'une expansion adiabatique, l'énergie interne produite par le choc externe est complètement restituée dans la boule de feu, c'est-à-dire la décélération du facteur de Lorentz est plus lente par rapport à un régime radiatif qui provoque une décélération plus rapide à cause du rayonnement (fig.5-6), mais pour une efficacité variable; et si $\varepsilon_e = 1$ dans ce cas la décélération est similaire au régime radiative pour le premier temps et finit par une expansion adiabatique (fig.4-7-8), et nous pouvons confirmer ça dans la figure (10) qui représente l'évolution de la masse totale de la boule de feu en fonction de la distance. Dans cette figure nous voyons que dans le régime adiabatique la masse de la boule de feu augmente plus rapidement par rapport à une expansion totalement radiative (cf., fig.9).

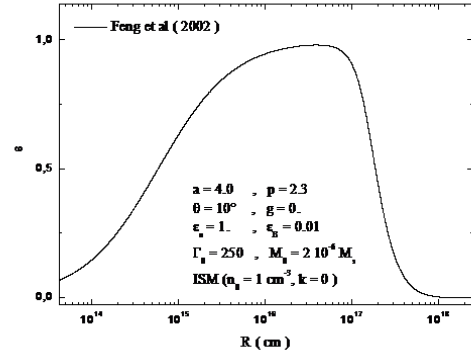


Fig. 1. L'efficacité de rayonnement de la boule de feu ε (eq. 3) en fonction du rayon R , pour le modèle de Feng et al..

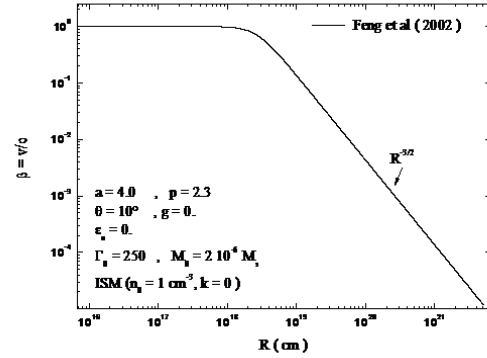


Fig. 2. Evolution de la vitesse de la boule de feu $\beta = v/c$ en fonction du rayon R (cm), pour le modèle de Feng et al et pour le régime adiabatique $\varepsilon = 0$.

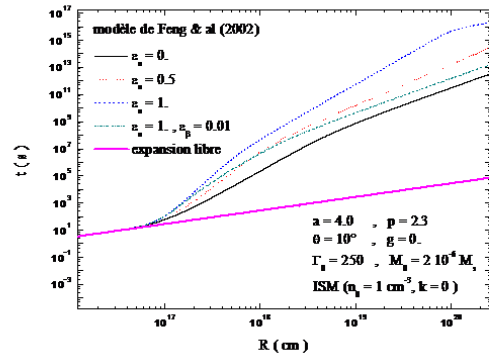


Fig. 3. Représentation du temps d'arrivée des photons t (s) en fonction de la distance R (cm), suivant le modèle de Feng et al (2002), dans les cas suivants : (i) adiabatique $\varepsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\varepsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\varepsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3. La relation entre la distance et le temps :

$$dr = \frac{\beta}{1-\beta} c dt = \beta(\beta+1) \Gamma^2 c dt$$

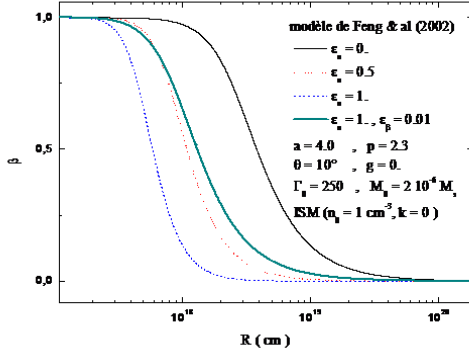


Fig. 4. Représentation Evolution de la vitesse de la boule de feu $\beta=v/c$ en fonction du rayon R , suivant le modèle de Feng et al (2002), pour : (i) adiabatique $\varepsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\varepsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\varepsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3.

La relation entre le facteur de Lorentz et le vitesse β est:

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2/c^2}}$$

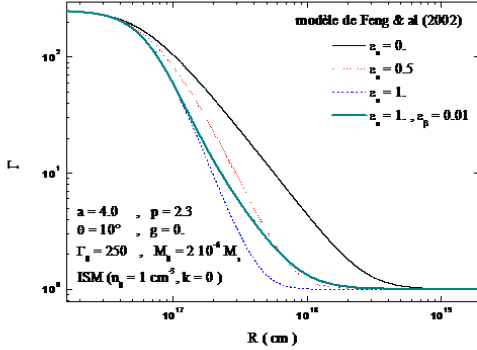


Fig. 5. Evolution du facteur de Lorentz Γ (eq. 1) de la boule de feu en fonction de la distance R , pour : (i) adiabatique $\varepsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\varepsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\varepsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3.

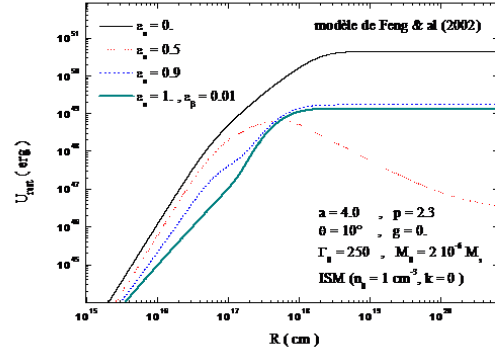


Fig. 6. Energie interne U (eq. 2) de la boule de feu, en fonction du rayon R , pour : (i) adiabatique $\varepsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\varepsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\varepsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3.

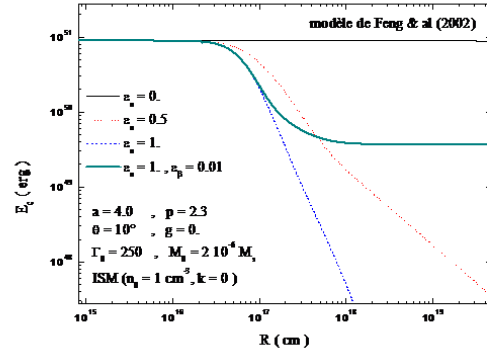


Fig. 7. Evolution de l'énergie cinétique de la boule de feu en fonction du rayon R , pour : (i) adiabatique $\varepsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\varepsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\varepsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3. La formule de l'énergie :

$$E_c = (\Gamma - 1)(M_0 + m)c^2 + (1 + \varepsilon)\Gamma U$$

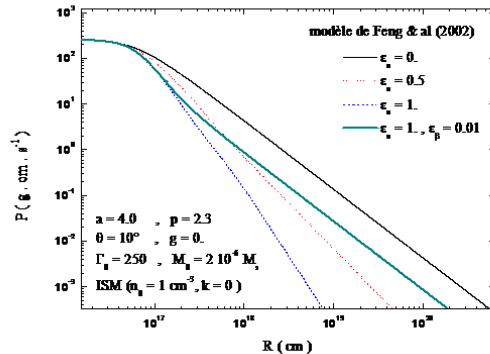


Fig. 8. La quantité de mouvement (p) de la boule de feu, en fonction du rayon R , pour : (i) adiabatique $\varepsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\varepsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\varepsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3. La formule de La quantité de mouvement:

$$P = \beta M_{bf} c$$

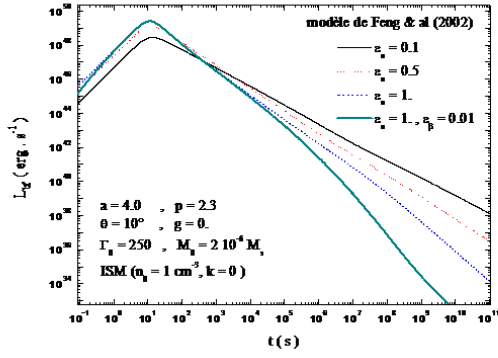


Fig. 9. La quantité Luminosité totale L_{bf} (erg.s^{-1}) de la boule de feu, en fonction du temps t , pour : (i) adiabatique $\epsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\epsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\epsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3. La formule de La Luminosité: $L = dE_c/dt$

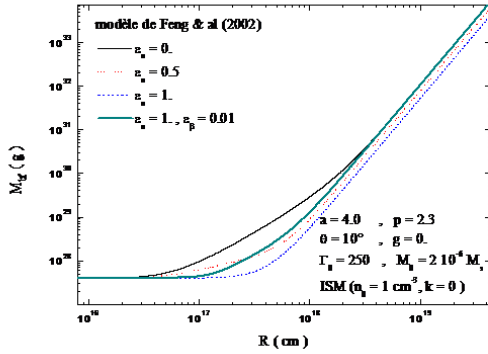


Fig. 10. Profil de la masse totale M_{bf} de la boule de feu en fonction de la distance R , pour : (i) adiabatique $\epsilon=0$, (ii) partiellement radiative $\epsilon=0.5$, (iii) totalement radiatif $\epsilon=1$, et (iv) le cas d'une efficacité de rayonnement variable par l'équation 3. La formule de La masse de la boule de feu:

$$M_{bf} = \frac{E_c}{c^2(\Gamma - 1)}$$

IV. CONCLUSION

Nous avons présenté l'évolution du facteur de Lorentz d'une boule de feu conique décélérée par un MIS, pour trois types d'expansion: (i) adiabatique, (ii) partiellement radiative et (iii) purement radiative. Le modèle hydrodynamique de Feng et al. (2002) est le modèle le plus général et le plus réaliste, étant donné qu'il reproduit la solution de Sedov et il définit correctement l'énergie interne restituée dans la boule de feu, dans le cas d'une efficacité de rayonnement variable.

ACKNOWLEDGMENT

We are very grateful to the Algerian Ministry of education and research as well as the DGRSDT for the financial support.

REFERENCES

- [1] J. B. Feng, Y. F. Huang, Z. G. Dai, and T. Lu, "Dynamical Evolution of Gamma-Ray Burst Remnants with Evolving Radiative Efficiency," *Chinese Journal Astronomy and Astrophysics*, vol. 2, pp. 525-532, Oct. 2002.
- [2] Z. G. Dai and T. Lu, "Gamma-ray burst afterglows: effect of radiative corrections and non-uniformity of the surrounding medium," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 298, pp. 87-92, Jun. 1998.
- [3] E. Zouaoui, M. mourad "Hydrodynamic evolution of GBRs Afterglows: Realistic model with evolving radiative efficiency," *AIP Conference Proceedings*, pp. 359-362, vol. 1444, Jun. 2012.
- [4] L. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, New York, 1969, ch. 4.



Hydrodynamical evolution of GRBs afterglows: Realistic model with evolving radiative efficiency

E. Zouaoui, M. Fouka, and S. Ouichaoui

Citation: [AIP Conference Proceedings](#) **1444**, 359 (2012); doi: 10.1063/1.4715453

View online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4715453>

View Table of Contents: <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/1444?ver=pdfcov>

Published by the [AIP Publishing](#)

Hydrodynamical Evolution of GRBs Afterglows: Realistic model with evolving radiative efficiency

E. Zouaoui*, M. Fouka[†] and S. Ouichaoui*

**Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediène (USTHB), Faculté de Physique, Laboratoire SNIRM, B.P. 32, El-Alia, 16111 Bab Ezzouar, Algiers, Algeria.*

[†]Research Center in Astronomy, Astrophysics, and Geophysics, B.P. 63, Algiers Observatory, Bouzareah, Algiers, Algeria.

Abstract. In this paper, we present and compare the classical, generic and realistic models describing the evolution of a relativistic blast wave of the GRB fireball. Indeed, we have shown that while the classical model holds only in the afterglow relativistic phase, the generic and the realistic models are valid for the whole evolution of the blast wave, i.e., from the relativistic phase to the non relativistic one, consistently with Sedov's solution for an adiabatic expansion. We are especially interested here in the case of an evolved radiation efficiency, taking into account the synchrotron emission as a basic radiation mechanism. This case is compared to that of constant radiation efficiency, simply identified to be the conversion coefficient.

Keywords: hydrodynamic - GRB afterglow - fireball - blast wave

PACS: 98.70.Rz, 98.58.Mj

INTRODUCTION

The afterglow is the delayed emission accompanying Gamma Ray Bursts (GRBs), that is observed from X-ray up to radio wavelengths. It is interpreted in the framework of the external shock model assuming the deceleration of GRB ejecta by the surrounding medium, e.g., the interstellar medium (ISM). The main emission process involved in this case is the synchrotron radiation. The hydrodynamical evolution of GRB afterglows depends on how to express the internal energy in its integral or differential form. In this paper we will present, compare and discuss three unidimensional analytical models: the Chiang & Dermer (1991), Huang et al. (1999) and Feng et al. (2002) models. We show that the Huang et al. and Feng et al. models concord with Sedov's solution in the case of adiabatic, non relativistic stages. Besides, we show that the Feng et al. model is more realistic than that of Huang et al. in the case of an evolving radiative efficiency.

HYDRODYNAMICAL MODELS

The bulk kinetic energy of the GRB fireball is expressed by [1, 2]

$$E_K = (\Gamma - 1)(M_0 + m)c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma U, \quad (1)$$

where Γ is the bulk Lorentz factor of the decelerating fireball, M_0 the initial mass of the GRB outflow, m the mass of the surrounding medium swept-up by the fireball, $U = (\Gamma - 1)mc^2$ the internal energy and ε the fraction of internal energy radiated by the

fireball, mainly by synchrotron radiation. The radiated differential energy is given by $dE_r = \varepsilon \Gamma (\Gamma - 1) dmc^2$, and the global energy balance gives: $dE_K = -dE_r$. In classical models (e.g., [1]), the differential internal energy is given by: $dU = (\Gamma - 1) dmc^2$, leading to the classical hydrodynamical equation

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M}, \quad (2)$$

with $M = M_0 + m + (1 - \varepsilon)U/c^2$. For deriving a more general and realistic equation, Huang et al. (1999) [2] have considered the internal energy in the form $dU = d[(\Gamma - 1)mc^2]$. Upon manipulations, they derived the following new hydrodynamical equation

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + \varepsilon m + 2(1 - \varepsilon)\Gamma m}. \quad (3)$$

Let's set $U_{ex} = (\Gamma - 1)mc^2$, for the internal energy produced behind the external shock. The part of internal energy restituted in the fireball as given by Huang et al. is $U = (1 - \varepsilon)U_{ex}$, whereas Feng et al. have proposed a more reasonable differential formula, $dU = (1 - \varepsilon)dU_{ex}$. The latter expression leads to the following new differential equation

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_0 + m + U/c^2 + (1 - \varepsilon)\Gamma m}. \quad (4)$$

One notes that the two models (those of Huang et al. and Feng et al.) are identical in the case of a constant radiative efficiency but are divergent for an evolving efficiency. Furthermore, in the case of an adiabatic expansion ($\varepsilon = 0$), equations (3) and (4) lead to late non relativistic expansion concordant with Sedov's solution [4], that yields $\beta \sim R^{-3/2}$ in case of an adiabatic non-relativistic fireball expanding in an ISM with constant density. This is not the case for the classical model described by equation (2), as reported in figure 1 for an ISM of density $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, initial mass outflow $M_0 = 2 \times 10^{-6} M_\odot$, initial Lorentz factor $\Gamma_0 = 250$ and jet opening angle $\theta_{jet} = 10^\circ$.

One must note that realistically the radiative efficiency could evolve. By taking into account the synchrotron radiation, the latter efficiency can be expressed as [3]

$$\varepsilon' = \varepsilon \frac{t_{syn}^{-1}}{t_{syn}^{-1} + t_{ex}^{-1}}, \quad (5)$$

where t_{syn} and t_{ex} denote, respectively, the synchrotron cooling time and expansion time. Figure 2 depicts the difference between the two upper models in terms of the bulk Lorentz factor (left panel) and the evolving efficiency (right panel). As a result, this difference is significant for the non-relativistic phase where the Lorentz factor in the Fang et al. model decreases faster.

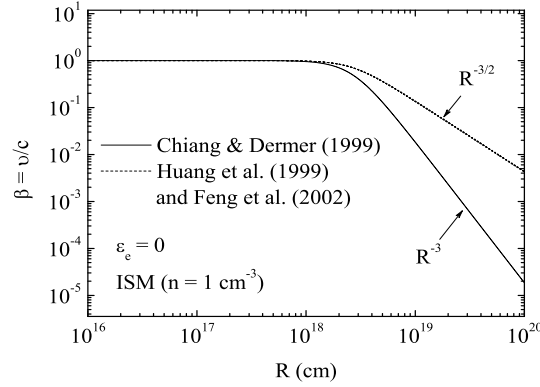


FIGURE 1. Plot of the fireball velocity, β , versus the distance to the GRB progenitor for the considered three different hydrodynamical models. For the non relativistic adiabatic stage, one gets: $\beta \sim R^{-3}$ within the Chiang & Dermer model and $R^{-3/2}$ in Huang et al. and Feng et al. models, that are consistent with Sedov's solution.

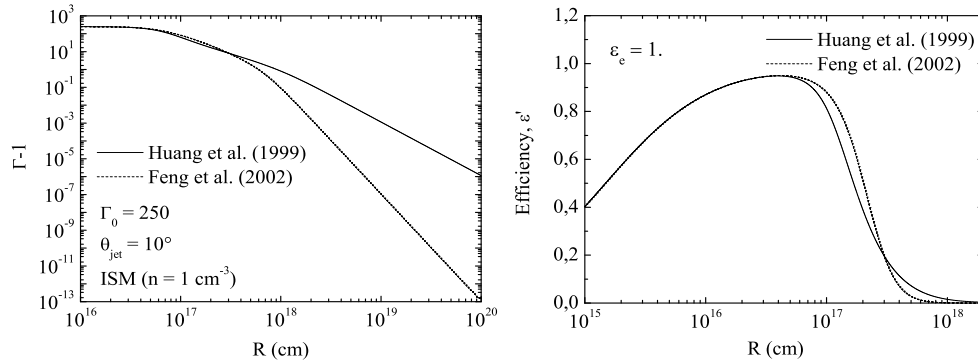


FIGURE 2. Left panel: plot of the the bulk Lorentz factor, $\Gamma - 1$, versus the distance to the GRB progenitor for the two considered hydrodynamical models (those of Huang et al. and Feng et al.) assuming an evolving radiation efficiency given by equation (5). Right panel: plot of the radiation efficiency versus the distance.

SUMMARY AND CONCLUSION

In this contribution, we have examined and compared three hydrodynamical models of GRB afterglows. We have showed that the Chiang & Dermer model is not consistent for the whole evolution of the fireball. In contrast, the Huang et al. and Feng et al. models are valid for both relativistic and non-relativistic expansion phases and for both the radiative and adiabatic regimes. However, the integrated expression of the restituted internal energy in the Huang et al. model actually leads to an overestimation of the radiated energy whereas the differential expression proposed by Feng et al. seems to be more realistic for a good description of the GRB afterglow evolution.

REFERENCES

1. J. Chiang and C. D. Dermer *Astrophys. J.* **512**, 699-710, (1999).
2. Y. F. Huang, Z. G. Dai, and T. Lu *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **309**, 513-516, (1999).
3. Z. G. Dai, Y. F. Huang, and T. Lu *Astrophys. J.*, **520**, 634-640, (1999).
4. L. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, (Ch. IV. Academic, New York), (1969).

Hydrodynamic study of Gamma Ray Burst Afterglow emissions

Abstract

GRB are still a mysterious science, Its discovery for the first time almost led to an outbreak of a world war. It has been attracting attention of scientists mainly for analysis of the observed data. In this thesis, we are interested in modeling the GRB afterglow emissions. Which is defined as the delayed emission of the prompt GRBs, and in which we adopted the duality of fireball blast-wave model of the accelerating relativistic jet.

In this work we compare three models: Chiang model 1999, where he took a differential expression, which is the only model whose solutions are not compatible with Sedov's solution in which the jet velocity is proportional to the distance by $-3/2$, also does not respect the principle of energy conservation in adiabatic process. On the contrary, Huang model 1999 adopted the integrative form, which produces a different hydrodynamic equation with constant radiation efficiency for all phases of the jet evolution. On the other hand, Fang model 2002 took in his consideration the fact that the efficiency coefficient is not constant during the time scales of synchrotron emission and external shock, after all a new definition of the internal energy remaining in the fireball had been proposed. Based on the same principle of energy conservation, we propose a new term for the radiated energy, especially this new model presents new behaviors, such as the prediction of the beginning of the X-ray plateau of gamma ray burst afterglow. This is achieved by writing a Fortran code for the computation of light curves on the basis of synchrotron emission, and the effects of the synchrotron self absorption. We end up with simulating some data of *XRT – Swift* satellite.

Keywords: GRB-afterglows, Synchrotron radiation, Fireball, Hydrodynamic, Modeling.

Etude Hydrodynamique des émissions rémanents du Sursaut Gamma

Resume

Les sursauts gamma sont une science mystérieuse. Leur découverte pour la première fois a presque conduit à une guerre mondiale. Ces sursauts ont attiré l'attention des scientifiques principalement pour l'analyse des données d'observations.

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à la modélisation des émissions rémanente. Qui est associé à l'émission prompte des sursauts gamma, et dans lequel nous avons adopté la dualité du modèle boule de feu-onde plane de jet relativiste en accélération.

L'étude a comparé 3 modèles: modèle de Chiang 1999, qui a pris une expression différentielle, est le seul modèle dont les solutions ne sont pas compatibles avec la solution de Sedov ($\beta \sim R^{-3/2}$), ne respecte pas non plus le principe de conservation de l'énergie dans le processus adiabatique. Par contre, Huang 1999 a adopté la forme intégrée, qui produit une équation hydrodynamique différente avec une efficacité de rayonnement constante pour toutes les phases de l'évolution. D'autre part, Fang 2002 a pris en considération le fait que le coefficient d'efficacité n'est pas constant pendant les échelles de temps d'émission synchrotron et de choc externe, pour cela une nouvelle définition de l'énergie interne restante dans la boule de feu été proposée. Basé sur le même principe de conservation d'énergie, nous avons proposé un nouveau terme pour l'énergie rayonnée, spécialement ce nouveau modèle présente d'autres intéressants comportements dans lesquels il prédit que c'est le début du plateau de rayons X de l'émission rémanence retardées. Ceci est réalisé en écrivant un code Fortran pour calculer les courbes de lumière sur la base de l'émission synchrotron, ainsi les effets de synchrotron auto-absorbé. Nous finissons par la simulation de certaines données du satellite *XRT – Swift*.

Mots clés: Emission rémanence, Synchrotron, Boule de feu, Hydrodynamique, Modélisation.

ملخص

يظل علم أشعة انفجارات غاما يحمل الكثير من الألغاز كما كاد اكتشافه أول مرة أن يؤدي إلى حرب عالمية أخرى. لذلك كان هذا العلم وما زال يستقطب اهتمام الباحثين والهيئات العلمية خصوصا لتحليل البيانات الرصدية. اهتممنا في هذه الأطروحة، بنمذجة انبعاث أشعة ما بعد انفجارات غاما. حيث عرفت على أنها الإشعاعات المتأخرة التي تصدر عن الانفجارات الفورية لأشعة غاما. أين تبيننا النظرة الازدواجية لنموذج كرة النار - الموجة السطحية للمقدوفة النسبوية المتسارعة.

في هذه الأطروحة قمنا بدراسة ومقارنة ثلاث نماذج: نموذج شيانغ 1999، أين اتخذ تعبيراً تفاضلياً للطاقة الداخلية الناتجة عن الصدمة، غير أن حله لا يتوافق مع حل سيدوف الذي تنسجم فيه سرعة المقدوفة مع المسافة المقطوعة ب $(-3/2)$ ، وأيضا لا يحترم مبدأ إنحفاظ الطاقة في النمط الكظوم. عكس نموذج هيونغ 1999 الذي اعتمد العلاقة التكاملية التي أعطت معادلة هيدروديناميكية مختلفة بمعامل فعالية الإشعاع الثابت في جميع اطواره. بينما طرح فانغ 2002 حقيقة انه في اطار المقاييس الزمنية لانبعاث السنكروترون والصدمة الخارجية لا يمكن أن يظل معامل فعالية الإشعاع ثابتا، ومنه تعريف جديد للطاقة الداخلية المتبقية في كرة النار. من مبدأ انحفاظ الطاقة اقترحنا عبارة جديدة للطاقة الإشعاعية، خصوصا ان هذه العبارة الجديدة قدمت سلوكيات جديدة نتبأ فيها ببداية هضبة أشعة ما بعد انفجارات غاما السينية، حيث تم ذلك بكتابة برنامج فورترن لحساب منحنيات الضوء باقتراض انبعاث السنكروترون، وتأثير الامتصاص السنكروتروني الذاتي. وطبعا تأكيد الطرح النظري بمحاكاة بعض البيانات الرصدية للقمر الصناعي *XRT - Swift*.

الكلمات المفتاحية: أشعة ما بعد انفجارات غاما، إشعاع السنكروترون، كرة النار، الهيدروديناميكية، النمذجة