

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

جامعة منتوري قسنطينة
كلية العلوم الدقيقة
دائرة الفيزياء

الرقم التسلسلي:.....
السلسلة:.....

مذكرة

مقدمة لنيل شهادة الماجستير في الفيزياء
تخصص: الفيزياء النظرية

بعنوان:

نوترينو المستعرات العظمية و تأثيره على الأرض

من طرف

بوقرورة حمزة

تتأقش يوم: .. /.. /2009

أمام اللجنة:

| | | | |
|------------------------|-------------|----------------------|----------|
| جامعة منتوري قسنطينة | أستاذ | نور الدين مباركى | الرئيس: |
| جامعة منتوري قسنطينة | أستاذ | ميموني جمال | المشرف: |
| جامعة الحاج لخضر بانتة | أستاذ | بو الجذري عبد الحميد | الأعضاء: |
| جامعة منتوري قسنطينة | أستاذ محاضر | عيساوي حبيب | |

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

و

الْحَمْدُ لِلَّهِ رَبِّ الْعَالَمِينَ

إهداء

أهدي هذا الجهد المتواضع لوالداي الكريمان
و لإخوتي و جميع أهل بيتي خاصة الصغيران لامية و يونس
و جميع جيراني و أصحابي
و للفتي التي تستحق الكثير
و إلى كل من كان له فضل علي

تسکرات

أتقدم بجزيل الشكر و العرفان لكل من ساهم من قريب أو من بعيد في هذا العمل المتواضع، و أخص بالذكر:

الأستاذ جمال ميموني الذي رافقني و أشرف على عملي

السادة: ن. مباركي و ع. بولجدي و ع. حبيب على قبولهم مناقشة هذه المذكرة

و كل من ساهم بالنصيحة و الإنشغال

إن نسيتهم فالله لا ينساهم.

المحتوى:

1. مقدمة الموضوع 1
2. فيزياء النوترينو 3
 - 1.2 النموذج القياسي (Standard Model): 4
 - 1.1.2 كيفية بناء قسم التفاعلات الكهروضعيفة من النموذج القياسي: 4
 - 2.1.2 فيزياء النموذج القياسي: 11
 - 1.2.1.2 التفاعلات الكهروضعيفة: 12
 - 2.2.1.2 حقل هيگز و توليد الكتل للحقول الفرميونية و البوزونية: 15
3. فيزياء المستعرات العظمى (SN) 18
 - 1.3 نشأة النجوم و تطورها: 19
 - 2.3 معدل حدوث انفجارات المستعرات العظمى: 21
 - 3.3 أنواع المستعرات العظمى: 22
 - 4.3 السيناريو المعتمد حاليا للآلية انفجار المستعرات العظمى (ماعد النوع Ia): 26
 - 1.4.3 بداية الانهيار: 26
 - 2.4.3 مرحلة احتجاز جسيمات النوترينو: 28
 - 3.4.3 سرعة انتشار الانهيار: 30
 - 4.4.3 موجة الاصطدام (ارتداد النواة) و التحرر العنيف لجسيمات النوترينو: 31
 - 5.4.3 تخادم موجة الاصطدام و الانفجار الخاطف: 33
 - 6.4.3 تنشيط موجة الاصطدام (آليات التسخين) و الانفجار المتأخر: 33
 - 7.4.3 خصائص الانفجار: 37
 - 5.3 تدفق نوترينو المستعرات العظمى و خصائصه: 38
 - 6.3 مثال: المستعر الأعظم "SN1987A" 43
4. تأثيرات تدفق نوترينو المستعرات العظمى على الأرض 45
 - 1.4 بقايا المستعرات العظمى على الأرض: 46
 - 2.4 أثر أو فعل تدفق نوترينو المستعرات العظمى على الأرض: 50

| | |
|---|--|
| 50..... | 1.2.4 عمل Collar: |
| 50..... | 1.1.2.4 تحديد الجرعة الكلية (على شكل مقارنة): |
| 52..... | 2.1.2.4 تخمين أثر الجرعة: |
| 53..... | 3.1.2.4 الخلاصة: |
| 54..... | 2.2.4 عمل Cossairt و البقية: |
| 54..... | 1.2.2.4 حساب الجرعة لكل نوترينو (بدون احتساب التدفق): |
| 54..... | 1.1.2.2.4 العينة: |
| 54..... | 2.1.2.2.4 تفاعل النوترينو مع المادة: |
| 55..... | 1.2.1.2.2.4 النوترينو & الموكب الالكتروني: |
| 56..... | 2.2.1.2.2.4 النوترينو & أنوية الذرات: |
| 56..... | 3.2.1.2.2.4 النوترينو & نيكليونات: |
| 58..... | 2.2.2.4 تخمين خطورة الجرعة و تعليقات Cossairt: |
| 59..... | 3.2.2.4 الخلاصة: |
| 60..... | 3.4 تحصيل حاصل: |
| 5. مناقشة تأثيرات تدفق نوترينو المستعرات العظمية على الأرض مجدد على ضوء ما | |
| 61 | هو جديد اليوم |
| 62..... | 1.5 نتائج جديدة: |
| 63..... | 2.5 المناقشة و الرد على تعليقات Cossairt: |
| 63..... | 1.2.5 المناقشة و شيء من التفصيل: |
| 65..... | 2.2.5 التعليق و الرد على طرق تخمين Cossairt: |
| 66..... | 3.5 حساب الجرعة الكلية بدلالة البعد "SN1987A": |
| 68..... | 4.5 المسافة الحديدية الأدنى لخطر SN: |
| 70 | 6. خلاصة الموضوع |
| 71 | الملحق A: مثال نمذجي لحساب القطاع الفعال لتفاعل النوترينو |
| 76 | المراجع: |

الفصل 1

مقدمة الموضوع

في هذه المذكرة إن شاء الله سنتطرق لدراسة الأثر المحتمل لجسيمات النوترينو الصادرة عن المستعرات العظمية على الحياة في الأرض. و ذلك بمحاولة إعادة تقييم ما مدى خطورتها مجددا انطلاقا من نتائج الأعمال التي أنجزت سابقا و العمل على مراجعتها حسب ما يمكن أن يكون جديدا اليوم. مبدئيا يمكن القول أن هذه الأعمال السابقة رغم نجاحها إلى حد بعيد في حساب الجرعة الناجم عن فيزياء تفاعل النوترينو مع المادة, تبقى مسألتني تحديد كمية تدفق جسيمات النوترينو (و بالتالي حساب الجرعة الكلية) و ما مدى خطورتها مفتوحة لمزيد من التدقيق النقاش. و بالتالي سنبدأ هذا الموضوع (أو سنضطر) من مجال الراديو بيولوجي لمعرفة ما هو جديد و معتمد اليوم و كيف يمكن أن نستفيد منه في دراسة و إعادة مناقشة هذا الموضوع (مراجعة نتائج الأعمال السابقة بالتعليق عليها و تحديد الجرعة الحدية التي لها أدنى أثر) ثم الاعتماد على عبارة التدفق الشائعة الاستعمال الآن (حسب نتائج الأعمال الحالية في محاكاة انفجار المستعرات العظمية خاصة "SN1987A") لتدقيق الحساب في إيجاد عبارة كمية الجرعة الكلية بدلالة المسافة و تخمين البعد الحدي الأدنى الذي يمكن من خلاله أن تشكل نوترينونات المستعرات العظمية خطرا على الحياة في الأرض.

بطبيعة الحال قبل الدخول في الدراسة مباشرة, سوف نستهل الموضوع بمقدمتين أساسيتين أولاهما عن فيزياء النوترينو (الفصل الثاني) و الثانية عن فيزياء المستعرات العظمية (الفصل الثالث). في الفصل الثاني سنركز و نقتصر على تقديم الإطار النظري الذي يصف فيزياء تفاعل النوترينو مع مختلف مكونات المادة خصوصا (و الذي له علاقة وطيدة بهدف الموضوع) و ذلك

طبعاً بتقديم النموذج القياسي الذي يصف فيزياء تفاعل جميع الجسيمات الأولية عموماً¹. لقد تعمدت هنا عدم الخوض في فيزياء النوترينو الحديثة أو ما بعد النموذج القياسي (...مشكلة تدفق النوترينو الشمسي و الغلاف الجوي...الحل, لنوترينو كتلة تؤهله... ليتحول من صنف إلى آخر "اهتزاز النوترينو"...تطبيقاته مثيرة في الكسولوجي...نوترينو ديراك و ميورانانا... لماذا كتلة النوترينو صغيرة جداً مقارنة بالجسيمات الأخرى...الاقتراحات و الآليات و دور بوزون هيغز في كل هذا...[1,3,4,10,11,16,44]) لأنها ليس لها علاقة مباشرة بهدف الموضوع من جهة و ستتطلب مني فصل جديداً آخر من جهة أخرى. في الفصل الثالث أعتقد أنني أفضت في التحدث عنه ربما لأنه أول الفصول التي بدأت بها في إنجاز هذه المذكرة و الأمر الثاني رغبتني لإتقانه ليسهل الاستفادة منه لمن كان في حاجته (و ذلك لما لاقينته من عناء في إيجاد مراجعه).

في الفصل الرابع سنحاول عرض الأعمال التي أنجزت في هذا الموضوع و التركيز على الأشياء المهمة (كطرق حساب الجرعة و كيفية تخمين خطورتها) و التي سننطلق منها و نعتمد على بعض منها كبيانات نستخدمها و نستغلها في الفصل الخامس حيث سنمهد بجديد الراديو بيولوجي لنرد على بعض النقاط و التعليقات في الأعمال السابقة ثم سندقق في حساب الجرعة الكلية بدلالة البعد و أخيراً تقييم ما مدى خطورتها و إيجاد المسافة الحدية الأدنى التي من خلالها يمكن للمستعرات العظمية أن تشكل خطراً على الحياة في الأرض.



¹ طبعاً ما عدا قوى الجاذبية.

الفصل 2

فيزياء النوترينو

إن قصة تطور فيزياء النوترينو تعتبر حقا جد مميزة و مثيرة و حتى لحد الساعة إذا ما قرنها ببقية الجسيمات الأولية، فبعد أول اقتراح لوجوده (Pauli 1930) ظهر Fermi بأول الأعمال و ذلك بفكرته في الاستعانة بعمل Dirac (QED) لتأسيس نظريته حول تفاعل b ، و لكن مع الوقت تأكد نقص النظرية عن تفسير بعض الملاحظات التجريبية (تغير العزم الذاتي بوحدة واحدة لجسيمات النوية الأولية و النهائية في بعض التفاعلات) ليأتي لحل بعدها بعامين بإدخال كل من Gamow و Teller التيار الشعاعي المحوري ($\bar{\psi}\gamma_{\mu}\gamma_5\psi$) لإستعاب هذا النقص . ثم بقيت الأمور على ما هي عليه لغاية الخمسينات أين تم التأكيد تجريبيا من عدم إنحفاظ P و الذي أدى كنتيجة مباشرة إلى اقتراح نظرية النوترينو ذو المركبتين (1957) و التي استعملت فيما بعد كحجر الأساس في ظهور نظرية "V-A" 1958. رغم النجاحات التي حققتها نظرية "V-A" في حدود الطاقات الصغيرة إلا أنها أخفقت في حالة الطاقات الكبيرة و هنا أتى دور النموذج القياسي (1967) عن طريق عمل كل من Glashow-Weinberg-Salam و الذي حقق نجاحات باهرة تجريبيا، فقد تمكنوا من التنبؤ بالتيارات المحايدة في تفاعل النوترينو التي تم اكتشافها سنة 1973 من طرف Hasert و فريقه. و تنبؤوا أيضا بوجود البوزونات W و Z التي تم البرهان عليها تجريبيا سنة 1983 من طرف كل من Arnisson و فريقه و كذلك فريق Banner. ونعلم حاليا أن أهمية النموذج القياسي تتمثل و تتركز و بشكل أساسي في و صفه و تقاربه الجد الكبير مع تفاعلات الطبيعة بشكل عام².

² من المعلوم اليوم أن قصة فيزياء النوترينو لا تنتهي عند هذا الحد، لكن و كما أشرنا في مقدمة هذا الموضوع أو المذكورة ككل، هذه التطورات ليس لها علاقة مباشرة بالموضوع و لذا سنركز على النموذج القياسي فحسب.

1.2 النموذج القياسي (Standard Model):

إن النموذج القياسي الذي يصف فيزياء الجسيمات الأولية و تفاعلاتها في إطار نظرية الحقول الكمومية (QFT)، ما هو في الحقيقة إلا نظرية معيارية (gauge theory) تستند على التناظر المحلي لكل من الزمر $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ حيث أن الرموز C, L, Y ترمز إلى Color, Left-handed-chirality و weak-hypercharge على الترتيب. إن اختيار هذه الزمر و خصائصها (أي عدد مولداتها) هو الذي من شأنه أن يحدد و بشكل فريد عدد و خصائص البوزونات المسؤولة عن طبيعة كل تفاعل. فالغلوونات (gluons) الثمانية العديمة الكتلة و المسؤولة عن التفاعلات القوية نجدها تتوافق تماما مع المولدات الثمانية لزمرة $SU(3)_C$. و نفس الشيء بالنسبة لتفاعلات الكهروضعيفة نجد أن البوزونات الثقيلة الثلاث (Z و W^\pm) و العديمة الكتلة الوحيدة (γ فوتون) نجدها تتوافق تماما مع عدد المولدات الثلاث لزمرة $SU(2)_L$ و المولد الوحيد لزمرة $U(1)_Y$ على الترتيب.

في هذا الفصل سنحاول أن نعتني فقط بقسم التفاعلات الكهروضعيفة من النموذج القياسي، لأنه الوحيد الذي يعتني بفيزياء النوترينو دون قسم التفاعلات القوية. كما أن استقلالية خصائص تناظر كل من الزمر $SU(3)_C$ و $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ يسمح لنا بدراسة كل قسم من التفاعلات على حدا³. في النموذج القياسي يتم تصنيف الجسيمات الأولية المسؤولة عن بناء المادة إلى ثلاث عائلات أساسية (الجدول 01-2). يمكننا أن نقتصر هنا على العائلة الأولى فقط لأن التعميم إلى العائلات المتبقية سيكون طويلا فحسب (أي يكفي إدخال رمز الجمع Σ فقط).

الجدول 01-2: تصنيف الجسيمات الأولية المكونة للمادة (الفرميونات) إلى العائلات الثلاث.

| العائلة الأولى | العائلة الثانية | العائلة الثالثة | |
|---------------------------|-----------------------|----------------------|--------|
| u (up) | c (charm) | t (top) | كوارك |
| d (down) | s (strange) | b (bottom) | |
| n_e (electron neutrino) | n_m (muon neutrino) | n_t (tau neutrino) | ليبتون |
| e (electron) | m (muon) | t (tau) | |

1.1.2 كيفية بناء قسم التفاعلات الكهروضعيفة من النموذج القياسي:

لبناء قسم التفاعلات الكهروضعيفة من النموذج القياسي هنالك خطوتين أساسيتان في بناء هذا النموذج (حتى من وجهة نظر تاريخية).

³ هذا الكلام لا ينطبق بين تناظر الزمرتين $SU(2)_L$ و $U(1)_Y$ لأنهما مرتبطتان فيما يخص البوزونات المتعادلة.

الخطوة الأولى يمكننا أن نبدأها من عمل Glashow (1961) حيث هو أول من أشار أنه من أجل تأسيس نموذج واحد (نظرية معيارية⁴) يستوعب كلا التفاعلات الضعيفة و الكهرومغناطيسية معا، يجب علينا العمل على نظرية معيارية تعتمد على التناظر المحلي لزمرتين $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ مرفقتا بأربعة حقول بوزونية معيارية (A_a^μ و B^μ , $a = 1, 2, 3$). و ذلك كمحاولة منه لتعميم نجاح النظرية المعيارية باستعمال التناظر المحلي لزمرة $U(1)_Q$ لوصف فيزياء تفاعلات الكهرومغناطيسية QED. فتناظر الزمرة $SU(2)_L$ (يسمى weak-isospin) يكون غير تبديلي و هذا واضح من العلاقة التي تربط مولداته فيما بينها (Lie algebra)،

$$[I_a, I_b] = i \varepsilon_{abc} I_c \quad I_a \quad (a = 1, 2, 3) \quad (2-01)$$

أما الزمرة $U(1)_Y$ فهي تبديلية و ترتبط بالزمرة $SU(2)_L$ عن طريق علاقة Gell-Mann-Nishijima،

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2-02)$$

Q : هي الشحنة الكهربائية.

إن عناصر عملية التحويل المحلي أو التناظر لهاته الزمرتين ($g(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \in SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) يمكن التعبير عنها بالمصفوفة الأحادية⁵،

$$U(\underline{\theta}(x), \eta(x)) = U(\underline{\theta}(x)) U(\eta(x)) = e^{i \underline{\theta}(x) \cdot \underline{I} + i \eta(x) \frac{Y}{2}} \quad (2-03)$$

و التي ستقوم بتحويل حقول المادة على النحو التالي:

$$\Psi(x) \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} \Psi'(x) = U(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \Psi(x) \quad (2-04)$$

قبل مواصلتنا الحديث عن سيرورة بناء هذا النموذج، لا بأس أن ننوه هنا عن كيفية و ضوابط إدراج حقول المادة في هذا النموذج، فبالاستعانة بمركبتا الـ Chirality اليمينية "Right-handed-chirality" و اليسارية "Left-handed-chirality" (-1/2)،

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5) \psi \quad , \quad \bar{\psi}_{L,R} = \bar{\psi} \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5) \quad (2-05)$$

يجب علينا أن نراعي نقطتين هامتين هما: أولاً أن الحدود الكتلية الفرميونية هي فقط من يجوز لها أن تجمع بين هذه المركبات اليمينية و اليسارية،

$$\bar{\psi} \psi = \bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R \quad (2-06)$$

⁴ لأنها تؤدي إلى إظهار حدود التفاعل بين حقول الجسيمات المكونة لمادة (fermions) و حقول الجسيمات الممتلئة لقوى التفاعل (Bosons).
⁵ الرموز التي تحوي تحتها خطأ تعني أنها لها بنية أشعة أي تملك ثلاث مركبات.

بينما الحدود التي تصف التيارات المعيارية فيجوز لها أن تحتويها و لكن بشكل مستقل،

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \psi = \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_R + \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L \quad (2-07)$$

أم النقطة الثانية فتكمن في ضرورة استيعاب مسألة عدم إنحفاظ الـ (V-A theory) Parity و ذلك بالاستعانة بالمركبات الـ Chirality حيث،

$$\bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L = \bar{\psi} R \gamma^\mu L \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu L^2 \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu L \psi = \frac{1}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi \quad (2-08)$$

يمكن القول هنا أن المركبات اليسارية هي فقط التي يمكنها أن تلعب دور في التفاعلات الضعيفة. إن أحسن تمثيل لحقول المادة في هذا النموذج بصفة عامة هو ذلك الذي يتماشى و نتائج تناظر الزمرة SU(2)، على شكل ثنائية من مركبات "Left-handed" و نظيرتها على شكل أحادية من مركبات "Right-handed" لأنه يؤدي إلى أصح فينومينولوجي "phenomenology" ⁶، حيث:

$$\begin{aligned} \underline{I} L_L = \frac{\sigma}{2} L_L \quad , \quad Y L_L = -L_L \quad \dots L_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \\ \underline{I} Q_L = \frac{\sigma}{2} Q_L \quad , \quad Y Q_L = \frac{1}{3} Q_L \quad \dots Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2-09)$$

$$\underline{I} f_R = 0 \quad (f = e, u, d) \quad (2-10)$$

$$Y e_R = -2 e_R \quad , \quad Y u_R = \frac{4}{3} u_R \quad , \quad Y d_R = -\frac{2}{3} d_R \quad (2-11)$$

σ هي مصفوفات Pauli المعروفة. يمكننا أن نلخص كل هذا في الجدول 2-02.

الجدول 2-02: القيم الذاتية للمؤثرات I, I₃, Y و Q للفرميونات (ثنائية أو أحادية).

| Q | Y | I ₃ | I | | |
|------|------|----------------|-----|---|----------------|
| 0 | -1 | 1/2 | 1/2 | $L_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$ | ليبتون: ثنائية |
| -1 | -2 | 0 | 0 | e_R | ليبتون: أحادية |
| 2/3 | 1/3 | 1/2 | 1/2 | $Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ | كوارك: ثنائية |
| -1/3 | 4/3 | 0 | 0 | u_R | كوارك: أحادية |
| 2/3 | -2/3 | 0 | 0 | d_R | كوارك: أحادية |

⁶ وضعت المركبات اليسارية في شكل ثنائيات لنتناسب و إنتاج بوزونات W[±] (نتيجة أن isospin الخاص بها غير معدوم) و التجارب تفرض علينا هذا باحتواء التيارات المشحونة فقط على المركبات اليسارية و عليه سنضع المركبات اليمينية في شكل مستقل و في شكل مركبات أحادية لتجنب التيارات المشحونة.

ملاحظة: في هذا النموذج لا توجد هناك مركبة يمينية أحادية لجسيمات النوترينو بجميع أصنافها ($v_{iR} (i = e, \mu, \tau)$) وذلك لاعتبارها معدومة الكتلة لغاية بناء و اعتماد هذا النموذج و بالتالي فلا يمكن أن يكون لها إلا مركبة واحدة فقط (إما يمينية أو يسارية). و حدود النتائج التجريبية آنذاك (Lee و Yang سنة 1956) هي التي أفرت بوجود المركبة اليسارية فقط.

إن يمكن التعبير عن تحول حقول المادة في هذا التمثيل بالطريقة التالية:

$$L_L \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} L'_L = U_L^l(\theta(x), \eta(x)) L_L = e^{\frac{i}{2} \theta(x) \cdot \underline{\sigma} - \frac{i}{2} \eta(x)} L_L \quad (2-12)$$

$$Q_L \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} Q'_L = U_L^q(\theta(x), \eta(x)) Q_L = e^{\frac{i}{2} \theta(x) \cdot \underline{\sigma} - \frac{i}{6} \eta(x)} Q_L \quad (2-13)$$

$$f_R \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} f'_R = U_R^f(\eta(x)) f_R = \begin{cases} U_R^e(\eta(x)) e_R = e^{-i\eta(x)} & ; f = e \\ U_R^u(\eta(x)) u_R = e^{\frac{2}{3}i\eta(x)} & ; f = u, (f = e, u, d) \\ U_R^d(\eta(x)) d_R = e^{-\frac{1}{3}i\eta(x)} & ; f = d \end{cases} \quad (2-14)$$

ل للوصول لأعم كتابة لعبارة لاغرانجيا صامد ($\delta L = 0$) أمام هذا التحول المحلي الناجم عن تناظر هذه الزمر، يجب علينا إدخال ثلاثة أشعة معيارية لحقول بوزونية ($A_a^\mu (a = 1, 2, 3)$ موافقة لمولدات الثلاث $I_a (a = 1, 2, 3)$ لزمرة $SU(2)_L$ و شعاع و احد معياري لحقل بوزوني B^μ موافق لمولد الوحيد Y لزمرة $U(1)_Y$ و ذلك لتحديد عبارة الاشتقاق D_μ (بدل من الاشتقاق ∂_μ العادي).

$$D_\mu = \partial_\mu + i g \underline{A}_\mu \cdot \underline{I} + i g' B_\mu \frac{Y}{2} \quad (2-15)$$

g و g' هما ثابت الاقتران المستقلة لكل من $SU(2)_L$ و $U(1)_Y$ على الترتيب. و بالتالي يمكننا كتابة عبارة اللاغرانجيا الصامد من الشكل:

$$L = i \overline{L}_L \not{D} L_L + i \overline{Q}_L \not{D} Q_L + \sum_{f=e,u,d} i \overline{f}_R \not{D} f_R - \frac{1}{4} \underline{A}_{\mu\nu} \underline{A}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2-16)$$

حيث:

$$A_a^{\mu\nu} = \partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu - g \sum_{b,c} \varepsilon_{abc} A_b^\mu A_c^\nu \quad (a = 1, 2, 3) \quad (2-17)$$

$$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu \quad (2-18)$$

و ذلك لتحقيق علاقات التحويل المواتية التالية:

$$D_\mu \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} D'_\mu = U(\theta(x), \eta(x)) D_\mu U^{-1}(\theta(x), \eta(x)) \quad (2-19)$$

$$\underline{A}_\mu \cdot \underline{I} \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} \underline{A}'_\mu \cdot \underline{I} = U(\theta(x)) \left[\underline{A}_\mu \cdot \underline{I} - \frac{i}{g} \partial_\mu \right] U^{-1}(\theta(x)) \quad (2-20)$$

$$B_\mu \cdot \frac{Y}{2} \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} B'_\mu \cdot \frac{Y}{2} = U(\eta(x)) \left[B_\mu \cdot \frac{Y}{2} - \frac{i}{g'} \partial_\mu \right] U^{-1}(\eta(x)) \quad (2-21)$$

$$B_\mu \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} B'_\mu = B_\mu - \frac{i}{g'} \partial_\mu \quad (2-22)$$

يمكننا أن نلاحظ هنا أن عبارة هذا اللاغرانجيا الصامد (2-16) لا تصف سوى الحدود الحركية للحقول الفرميونية ($\bar{\psi} \not{\partial}^\mu \psi$ عموماً) و البوزونية ($\partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu$) و تفاعلاتها الممكنة ($m \bar{\psi} \psi = m (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$). أما الحدود التي تصف كتلتها ($g \sum_{b,c} \varepsilon_{abc} A_b^\mu A_c^\nu, \bar{\psi} A \psi$) فهي غير مسموح بها، لأنها تخل بصمود عبارة اللاغرانجيا. إذن فالنظرية المعيارية لزمريتين $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ تبقى غير كافية و ذلك لعدم استيعابها و صمودها أمام الحدود الكتلية. هذا طرح مشكلة جوهرية و أساسية للغاية في بناء هذا النموذج، و لكن، و كما سنرى من شأن الخطوة الثانية حلها.

Higgs هو أول من طرح بدايات الخطوة الثانية (1964) و ذلك بطرح فرضيته الجوهرية و التي تقول أن حالة الفراغ يجب أن لا تحتفظ بالتناظر المعياري الذي من أجله تكون الجمل الفيزيائية المأخوذ بعين الاعتبار متناظرة (لاغرانجيا صامد) و عليه يمكن القول أن التناظر المعياري و الأساسي سوف يختل تلقائياً عن طريق حالة الفراغ. هذا الاختلال التلقائي من شأنه أن يسمح لنا إذن من حل مشكلة الحدود الكتلية و إدخالها في عبارة اللاغرانج و الوصول إلى أعم كتابة لعبارة اللاغرانجيا ممكنة. هذه الفرضية و تأويلاتها⁷ تمكن فيما بعد و بشكل مستقل كل من Weinberg (1967) و Salam (1968) من استثمارها و إعطائها صبغتها الرياضية تحت اسم «آلية هيجز» (the Higgs mechanism) في شكل إدخال حقل سلمي مركب جديد ($\Phi(x)$) على شكل ثنائية (Higgs doublet) سمي بحقل هيجز،

$$F(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (2-23)$$

⁷ لتحقيق فرضية Higgs أقترح وجود حقل سلمي جديد من الجسيمات سمية بـ "Higgs boson" تملئ بشكل كلي و منتظم الفراغ و بالتالي ستجد جميع الجسيمات الأولية المعروفة ممانعة أثناء حركتها في هذا الحقل على شكل عطالة تتعلق بشكل مباشر بشدة تفاعلها مع بوزونات Higgs. يمكن تأويل كل هذا بقول أن هنالك نوع من التحول النظري المجرد يسمح بتحول حقل بوزونات Higgs الأولية؛ بعض منها سيمتص مثلا من طرف البوزونات W^+ , W^- و Z لتصبح فجأة لديها كتلة و البقية سيتحول إلى نوع جديد من الجسيمات التي يمكننا كشفها و تتبعها (و هي بوزونات Higgs). إن وُجِدَ حقل Higgs و فكرة إخلاله التلقائي لتناظر المعياري لنظرية (الفراغ) يتأتى بإظهاره لاتجاه مفضل بعدما كانت كل الاتجاهات الممكنة متكافئة من وجهة نظر رياضية في فضاء مجرد [45.44].

$\Phi^+(x)$: القسم المشحون من الحقل السلمي المركب .

$\Phi^0(x)$ القسم المتعادل أو العديم الشحنة من الحقل السلمي المركب .

هذا الحقل له الخصائص أو الأعداد الكمية المعيارية التالية (الجدول 2-03):

الجدول 2-03: القيم الذاتية للمؤثرات I, I_3, Y و Q حسب ثنائية هيگز .

| Q | Y | I_3 | I | |
|-----|-----|-------|-----|---|
| 1 | | 1/2 | | $F(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix}$ ثنائية هيگز |
| | +1 | | 1/2 | |
| 0 | | -1/2 | | |

يتحول هذا الحقل السلمي حسب التحول المعياري المستعمل في هذا النموذج على الطريقة:

$$\Phi \xrightarrow{g(\theta(x), \eta(x))} \Phi' = U(\theta(x), \eta(x)) \Phi = e^{\frac{i}{2} \theta(x) \cdot \sigma - \frac{i}{2} \eta(x)} \Phi \quad (2-24)$$

باستعمال خصائص هذا التحول و مراعاة تحول الاشتقاق D_μ يمكننا أن ندرج و نعرف حدّ جديدا في عبارة اللاغرانجيا نسّميه أو سمّي بحد هيگز ،

$$\begin{aligned} L_{\text{Higgs}} &= (D_\mu \Phi)^+ (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^+ \Phi - \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \\ &= (D_\mu \Phi)^+ (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \end{aligned} \quad (2-25)$$

بحيث يكون صامدا هو الآخر من خلال عناصر التحولات المعيارية $g(\theta(x), \eta(x)) \in SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. إن المعامل λ المصاحب لمربع تفاعل حقل هيگز مع نفسه يجب أن يكون موجبا تماما ($\lambda > 0$) و ذلك للحصول على كمون محدود من الأسفل،

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^+ \Phi + \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \quad (2-26)$$

أما المعامل μ^2 الذي يلعب نفس دور مربع الكتلة، فيجب أن يكون سالبا ($\mu^2 < 0$) و ذلك لحصول على عدد مستمر من حالات الفراغ المختلفة و بالتالي يكفي اختيار أحدها فقط لتحقيق الاختلال التلقائي لتناظر المعياري (من التناظر $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ إلى التناظر $U(1)_Q$)، كل هذا الكلام يمكن أن نظهره جليًا بمعاودة كتابة الكمون السلمي $V(\Phi)$ على الشكل:

$$V(\Phi) = \lambda \left(\Phi^+ \Phi - \frac{\vartheta^2}{2} \right)^2 \quad (2-27)$$

حيث تعريفنا وضعنا $\vartheta \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ ، ثم أسقطنا الحد $\vartheta^4/4$ (لأنه مجرد ثابت لا يؤثر على فيزياء

النظام). من خلال هذا الشكل الجديد يمكن أن نلاحظ جليًا ظهور مجموعة مستمرة من القيم الدنيّة لهذا الكمون تُحدّد جميعها بالعلاقة،

$$\Phi^+ \Phi \equiv \frac{\vartheta^2}{2} \quad (2-28)$$

تمثل كل واحدة منها حالة فراغ ممكنة للنظام و التي لها أدنى قيمة طاقة ممكنة حسب نظرية الحقول المكممة و بالتالي فإن الاستثارة المكممة لكل حقل انطلاقا من هذه الحالة هو ما سيعطينا جميع حالات الجسيمات المعروفة. إذن و كما قلنا سابق، فإن عملية اختيارنا لأحد حالات الفراغ الممكنة هذه هو بالضبط ما نسميه بالاختلال التلقائي لتناظر، و اختيار قيمته يصطلح على تسميته بـ "VEV" Vacuum Expectation Value؛ لنقل أنّ اخترنا الحالة (و هي الأنسب)،

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta \end{pmatrix} \quad (2-29)$$

إذن التناظر $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ سيختل تلقائيا عن طريق $\langle \Phi \rangle$ VEV، أي:

$$\begin{aligned} I_1 \langle \Phi \rangle_0 &= \frac{\sigma_1}{2} \langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta \end{pmatrix} \neq 0 \\ I_2 \langle \Phi \rangle_0 &= \frac{\sigma_2}{2} \langle \Phi \rangle_0 = \frac{-i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta \end{pmatrix} \neq 0 \\ I_3 \langle \Phi \rangle_0 &= \frac{\sigma_3}{2} \langle \Phi \rangle_0 = \frac{-1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta \end{pmatrix} \neq 0 \\ Y \langle \Phi \rangle_0 &= \langle \Phi \rangle_0 \neq 0 \end{aligned} \quad (2-30)$$

و لكن من جهة أخرى نجد،

$$Q \langle \Phi \rangle_0 = \left(I_3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta \end{pmatrix} = 0 \quad (2-31)$$

أي أن شحنة الفراغ تكون معدومة و بالتالي يمكننا القول أن حالة الفراغ المختارة ستحتفظ بصمودها أمام عملية التحول المعياري التي تخص الزمرة $U(1)_Q$ ⁸ فقط، حيث:

$$e^{i\alpha Q} \langle \Phi \rangle_0 \approx (1 + i\alpha Q) \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0 \quad (2-32)$$

من أجل استخراج الخصائص الفيزيائية للجسيمات الناجمة عن هذا الاختلال التلقائي لتناظر $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ إلى $U(1)_Q$ من المناسب بمكان إعادة كتابة ثنائية حقل هيجز على الشكل:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{\left(\frac{i}{2\vartheta} \underline{\xi}(x) \cdot \underline{\sigma} \right)} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta + H(x) \end{pmatrix} \quad (2-33)$$

حيث $\underline{\xi}(x) = (\xi_1(x), \xi_2(x), \xi_3(x))$ و $H(x)$ هي أربعة حقول سلمية حقيقية. الحقل $H(x)$ يصف فيزياء بوزون هيجز الناجم عن الاستثارة المكممة لحقل هيجز المتعادل شحنيا (الفراغ) بينما الحقول

⁸ تتناظرها غير قابل لاختلال بسبب عدم حاجتها لحدود كتلية « $m_\gamma = 0$ »

$\xi(x)$ فهي حقول غير فيزيائية (حقول Goldstone العديمة الكتلة و السبين) يجب علينا التخلص منها باختيار تحول معياري محلي مناسب في العبارة (2-24)؛ أي:

$$\theta(x) = -\frac{1}{\vartheta} \xi(x) \quad , \quad \eta(x) = 0 \quad (2-34)$$

اختيار هذا التحول هو ما أصطلح على تسميته بـ « unitary gauge » حيث يمكننا من رؤية الحالة الفيزيائية لنظرية و النموذج القياسي ككل بشكل واضح. إذ أن ثنائية هيجز تكتب في الـ unitary gauge على الشكل،

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta + H(x) \end{pmatrix} \quad (2-35)$$

نستطيع أن نقول مبدئيا هنا، أن عملية وضع حجر الأساس لبناء النموذج القياسي قد تمت و ربما لم يبق سوا إظهار ومناقشة الحالة الفيزيائية لنظرية و النموذج ككل بإدخال حد هيجز و كتابته في صورته الجديدة. و هذا ما سنحاول استعراضه إن شاء الله في الفقرة التالية.

2.1.2 فيزياء النموذج القياسي:

إن أعم صيغة للاغرانجيا التفاعلات الكهروضعيفة من النموذج القياسي الصامد أمام التناظر المحلي لزمر $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ و الذي يستوعب فيزياء جميع الحقول الفرميونية و البوزونية و حتي حقل ثنائية هيجز يكتب على الشكل (العائلة الأولى فقط).

$$\begin{aligned} L = & i \bar{L}_L \not{D} L_L + i \bar{Q}_L \not{D} Q_L + \sum_{f=e,u,d} i \bar{f}_R \not{D} f_R \\ & - \frac{1}{4} \underline{A}_{\mu\nu} \underline{A}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + (D_\mu \Phi)^+ (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^+ \Phi - \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \\ & - y^e \left(\bar{L}_L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^+ L_L \right) \\ & - y^d \left(\bar{Q}_L \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^+ Q_L \right) - y^u \left(\bar{Q}_L \not{D} u_R + \bar{u}_R \not{D} Q_L \right) \end{aligned} \quad (2-36)$$

حيث أن السطر الأول يصف كل من الحدود الحركية لحقول الفرميونية الحرة زائد تفاعلاتها مع الحقول البوزونية، أم السطر الثاني يصف الحدود الحركية للحقول البوزونية الحرة فقط، و السطر الثالث فهو غني حيث يصف فيزياء حقل ثنائية هيجز (الحدود الحركية لحقله الحر زائد مختلف أنماط تفاعلاته مع الحقول البوزونية و حتى الحدود الكتلية التي تخص كل من حقل هيجز و الحقول البوزونية الفيزيائية) و أخيرا السطر الثالث و الرابع التي تصف الحدود الكتلية للحقول الفرميونية بجميع اختلافاتها.

1.2.1.2 التفاعلات الكهروضعيفة:

في هذه الفقرة سنحاول التركيز على إظهار أنواع التفاعلات الممكنة بين الفرميونات و البوزونات المعيارية الفيزيائية. فنشر السطر الأول من عبارة الاغرانجيا (2-36) و إسقاط الطرف الحركي لهذا الحد، سنتحصل على لاغرانجيا التفاعل الذي يظهر اقتران الحقل الفرميوني (أو الحقل) مع البوزونات المعيارية،

$$L_i = -\frac{1}{2} \overline{L}_L (g \underline{A}' \cdot \underline{\sigma} - g' \underline{B}') L_L - \frac{1}{2} \overline{Q}_L \left(g \underline{A}' \cdot \underline{\sigma} - \frac{1}{3} g' \underline{B}' \right) Q_L \quad (2-37)$$

$$+ g' \overline{e}_R \underline{B}' e_R - \frac{2}{3} g' \overline{u}_R \underline{B}' u_R + \frac{1}{3} g' \overline{d}_R \underline{B}' d_R$$

و لاستخراج حدود تفاعل النوترينو سنبدأ بحقول الليبتون أولاً،

$$L_{i,L} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{v}_{eL} & \overline{e}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g A_3 - g' B' & g (A_1 - iA_2) \\ g (A_1 + iA_2) & -g A_3 - g' B' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} + g' \overline{e}_R \underline{B}' e_R \quad (2-38)$$

حيث يمكننا أن نميز هنا بين الجزء الذي يصف التيارات المشحونة،

$$L_{i,L}^{(CC)} = -\frac{g}{2} \left\{ \overline{v}_{eL} (A_1 - iA_2) e_L + \overline{e}_L (A_1 + iA_2) v_{eL} \right\} \quad (2-39)$$

و التيارات المتعادلة،

$$L_{i,L}^{(NC)} = -\frac{1}{2} \left\{ \overline{v}_{eL} (g A_3 - g' B') v_{eL} - \overline{e}_L (g A_3 + g' B') e_L - 2g' \overline{e}_R \underline{B}' e_R \right\} \quad (2-40)$$

تعريفًا يمكننا إدخال حقول البوزونات المعيارية الفيزيائية W^μ , Z^μ و A^μ كالتالي:

$$\begin{aligned} A^\mu &= \sin \theta_w A_3^\mu + \cos \theta_w B^\mu \\ Z^\mu &= \cos \theta_w A_3^\mu - \sin \theta_w B^\mu \end{aligned}, \quad W^\mu = \frac{A_1^\mu - iA_2^\mu}{\sqrt{2}} \quad (2-41)$$

q_w : زاوية Weinberg $(\tan \theta_w = \frac{g'}{g})$.

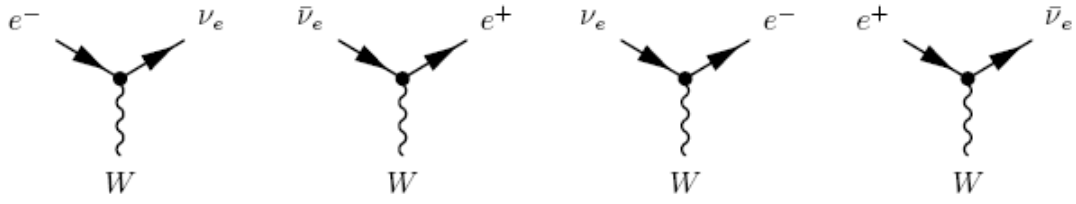
لاغرانجيا التيارات المشحونة سيصبح،

$$L_{i,L}^{(CC)} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} J_{W,L}^\mu W_\mu + H.c. \quad (2-42)$$

أين:

$$J_{W,L}^\mu = 2 \overline{v}_{eL} \gamma^\mu e_L = \overline{v}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e \quad (2-43)$$

من الواضح إذن أن لاغرانجيا التفاعل الخاص بالتيارات المشحونة يصف التفاعلات التالية:



و أما لاغرانجيا التيارات المتعادلة فيصبح،

$$L_{I,L}^{(NC)} = L_{I,L}^{(Z)} + L_{I,L}^{(\gamma)} \quad / \quad \begin{aligned} L_{I,L}^{(Z)} &= -\frac{g}{2\cos\theta_w} J_{Z,L}^\mu Z_\mu \\ L_{I,L}^{(\gamma)} &= -e J_{\gamma,L}^\mu A_\mu \end{aligned} \quad (2-44)$$

أين:

$$J_{Z,L}^\mu = 2g_L^v \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} + 2g_L^l \bar{e}_L \gamma^\mu e_L + 2g_R^l \bar{e}_R \gamma^\mu e_R, \quad J_{\gamma,L}^\mu = -\bar{e} \gamma^\mu e \quad (2-45)$$

$$g \sin\theta_w = g' \cos\theta_w = e \quad (2-46)$$

حيث أن الثوابت $g_L^{v,l}, g_R^{v,l}$ تعطى بالعلاقة:

$$\begin{aligned} g_L^f &= I_3^f - q_f \sin^2\theta_w \\ g_R^f &= -q_f \sin^2\theta_w \end{aligned} \quad (2-47)$$

q_f : الشحنة الكهربائية لفرميونات.

و لكن من الأحسن إعادة كتاب هذه التيارات باستعمال الثوابت $g_V^{v,l}$ Vector و $g_A^{v,l}$ Axial-Vector

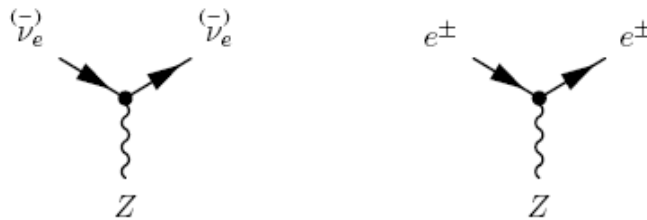
الشائعة الاستعمال (الجدول 2-04)،

$$\begin{aligned} g_V^f &= g_L^f + g_R^f = I_3^f - 2q_f \sin^2\theta_w \\ g_A^f &= g_L^f - g_R^f = I_3^f \end{aligned} \quad (2-48)$$

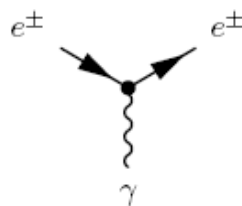
حيث يصبح لدينا،

$$J_{Z,L}^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu (g_V^v - g_A^v \gamma^5) \nu_e + \bar{e} \gamma^\mu (g_V^l - g_A^l \gamma^5) e \quad (2-49)$$

إذن فالمخططات التي يصفها لاغرانجيا التفاعل الخاص بالتيارات المتعادلة حسب $L_{I,L}^{(Z)}$ هي:



و حسب $L_{I,L}^{(\gamma)}$ هي:



الجدول 2-04: قيم الثوابت g_A, g_V, g_R, g_L لمختلف أنواع حقول الفرميونات المختلفة. الرموز l, n down-type , up-type quark , charged lepton , generic neutrino D, U quark على الترتيب.

| g_A | g_V | g_R | g_L | الفرميونات |
|------------------------|--|--|--|----------------------|
| $g_A^V = \frac{1}{2}$ | $g_V^V = \frac{1}{2}$ | $g_R^V = 0$ | $g_L^V = \frac{1}{2}$ | n_e, n_μ, n_τ |
| $g_A^l = \frac{-1}{2}$ | $g_V^l = \frac{-1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w$ | $g_R^l = \sin^2 \theta_w$ | $g_L^l = \frac{-1}{2} + \sin^2 \theta_w$ | e, m, t |
| $g_A^U = \frac{1}{2}$ | $g_V^U = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w$ | $g_R^U = \frac{-2}{3} \sin^2 \theta_w$ | $g_L^U = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$ | u, c, t |
| $g_A^D = \frac{-1}{2}$ | $g_V^D = \frac{-1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$ | $g_R^D = \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w$ | $g_L^D = \frac{-1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w$ | d, s, b |

أم الآن و بنفس الطريقة سنتعامل مع حالة الكوارك،

$$L_{l,Q} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_A^U - \frac{1}{3} g' B' & g(A_1 - iA_2) \\ g(A_1 + iA_2) & -g_A^D - \frac{1}{3} g' B' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (2-50)$$

$$-\frac{2}{3} g' \bar{u}_R B' u_R + \frac{1}{3} g' \bar{d}_R B' d_R$$

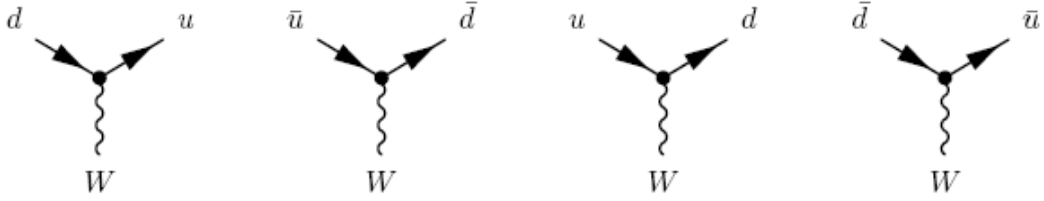
أين التيارات المشحونة:

$$L_{l,Q}^{(cc)} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} J_{W,Q}^\mu W_\mu + H.c. \quad (2-51)$$

حيث:

$$J_{W,Q}^\mu = 2 \bar{u}_L \gamma^\mu d_L = \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d \quad (2-52)$$

إذن:



أما التيارات المتعادلة:

$$L_{l,Q}^{(NC)} = L_{l,Q}^{(Z)} + L_{l,Q}^{(\gamma)} \quad / \quad \begin{aligned} L_{l,Q}^{(Z)} &= -\frac{g}{2 \cos \theta_w} J_{Z,Q}^\mu Z_\mu \\ L_{l,Q}^{(\gamma)} &= -e J_{\gamma,Q}^\mu A_\mu \end{aligned} \quad (2-53)$$

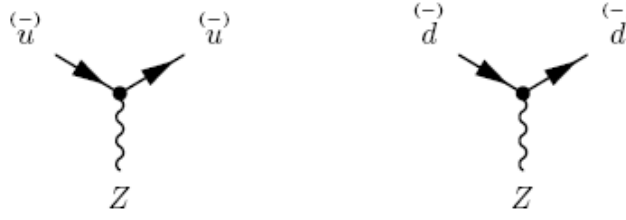
حيث:

$$J_{\gamma,Q}^\mu = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma^\mu d \quad (2-54)$$

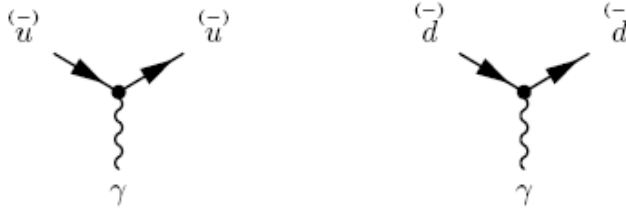
$$J_{Z,Q}^\mu = 2g_L^U \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + 2g_R^U \bar{u}_R \gamma^\mu u_R + 2g_L^D \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + 2g_R^D \bar{d}_R \gamma^\mu d_R \quad (2-55)$$

$$= \bar{u} \gamma^\mu (g_V^U - g_A^U \gamma^5) u + \bar{d} \gamma^\mu (g_V^D - g_A^D \gamma^5) d$$

إذن حسب $L_{f,Q}^{(Z)}$ نجد:



و حسب $L_{f,Q}^{(\gamma)}$ نجد:



2.2.1.2 حقل هيجز و توليد الكتل للحقول الفرميونية و البوزونية:

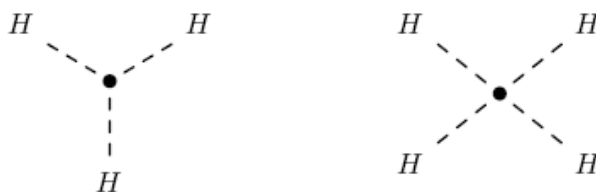
سنتكلم هنا بايجاز عن حقل هيجز و كتل البوزونات الفيزيائية أولا ثم كتل الحقول الفرميونية ثانيا، فبنشر حد هيجز من عبارة اللاغرانجيا العامة (السطر الثالث من المعادلة 3-36) أخذين بعين الاعتبار تعريف كل من ثنائية هيجز $\Phi(x)$ في التمثيل unitary gauge و البوزونات الفيزيائية W^μ, Z^μ سنجد:

$$\begin{aligned}
 L_{\text{Higgs}} = & \frac{1}{2}(\partial H)^2 - \lambda \vartheta^2 H^2 - \lambda \vartheta H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{g^2 \vartheta^2}{4} W_\mu^+ W^\mu + \frac{g^2 \vartheta^2}{8 \cos^2 \theta_w} Z_\mu Z^\mu \\
 & + \frac{g^2 \vartheta}{2} W_\mu^+ W^\mu H + \frac{g^2 \vartheta}{4 \cos^2 \theta_w} Z_\mu Z^\mu H \\
 & + \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^\mu H^2 + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_w} Z_\mu Z^\mu H^2
 \end{aligned} \quad (2-56)$$

الحد الأول و الثاني من السطر الأول يمثلان الحد الحركي و الحد الكتلي لحقل هيجز على الترتيب، حيث يمكننا أن نرى أن كتلة بوزون هيجز تخمينا تكون من الشكل:

$$m_H = \sqrt{2 \lambda \vartheta^2} = \sqrt{-2 \mu^2} \quad (2-57)$$

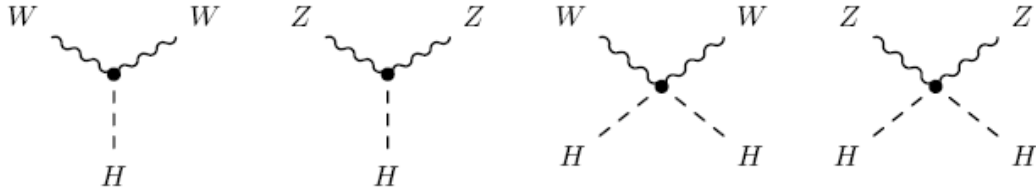
أم الحد الثالث و الرابع فتصف الاقتران الخطي الثلاثي و الرباعي لبوزون هيجز مع نفسه،



أم الحد الخامس و السادس فهما ذو أهمية كبيرة إذ يمثلان الحدود الكتلية للبوزونات المعيارية الفيزيائية W^μ و Z^μ على الترتيب, أي:

$$m_W = \frac{g \vartheta}{2}, \quad m_Z = \frac{g \vartheta}{2 \cos^2 \theta_w} \quad (2-58)$$

و أخير الحدود الأربعة من السطر الثاني و الثالث تصف مختلف أنماط الاقتران الخطي الممكنة بين بوزون هيگز و البوزونات W^μ و Z^μ ,



الآن, و في ما يخص الحدود الكتلة للحقول الفرميونية فهي ناتجة عن آلية هيگز و ذلك عن طريق استحضار كل من مصفوفة يوكاوا "Yukawa" (3×3) الخاصة بالحقول الفرميونية و ثنائية هيگز.

$$\begin{aligned} L_{H,e} &= -y^e (\bar{L}_L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^+ L_L) \\ &= -\left(\frac{\vartheta + H}{\sqrt{2}}\right) y^e (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \\ &= -\frac{y^e \vartheta}{\sqrt{2}} \bar{e} e - \frac{y^e}{\sqrt{2}} \bar{e} e H \end{aligned} \quad (2-59)$$

أين:

$$\bar{e} e = \bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L \quad (2-60)$$

إن من الجليّ هنا أن الحد الأول هو الحد الكتلي لإلكترون حيث:

$$m_e = \frac{y^e \vartheta}{\sqrt{2}} \quad (2-61)$$

أم الحد الثاني فيصف الاقتران بين حقل الالكترون مع بوزن هيگز. يمكننا التعميم هنا لنجد:

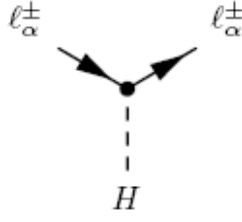
$$L_{H,L} = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y'_\alpha \vartheta}{\sqrt{2}} \bar{l}_\alpha l_\alpha - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y'_\alpha}{\sqrt{2}} \bar{l}_\alpha l_\alpha H \quad (2-62)$$

y'_α : القيم الذاتية لمصفوفة Yukawa.

حيث الحدود الأولى هي الحدود الكتلة, أين:

$$m_\alpha = \frac{y'_\alpha \vartheta}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (2-63)$$

أما الثانية فيمكن تمثيلها بـ:



فيما يخص عائلة الكوراك يمكن التعامل معها بنفس الطريقة لكن مع مراعاة خصائص تقطير مصفوفة يوكاوا.

و أخيرا لم يبقى سوى أن نتكلم عن الحقول البوزونية الفيزيائية الحرة (السطر الثاني من اللاغرانجيا العام (2-36)) حيث بعد النشر و إدخال تعاريف البوزونات الفيزيائية W^μ, Z^μ و A^μ سنجد:

$$\begin{aligned}
L_{\text{gauge}} = & -\frac{1}{2} F_{W\mu\nu}^+ F_W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{Z\mu\nu} F_Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\
& + i g \cos \theta_w [F_W^{\mu\nu} Z_\mu W_\nu^+ - F_{W\mu\nu}^+ Z^\mu W^\nu + F_Z^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu] \\
& + i e [F_W^{\mu\nu} A_\mu W_\nu^+ - F_{W\mu\nu}^+ A^\mu W^\nu + F^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu] \\
& + g^2 \cos^2 \theta_w [(W_\mu Z^\mu)(W_\nu^+ Z^\nu) - (W^\mu W_\mu^+)(Z^\nu Z_\nu)] \\
& + e^2 [(W_\mu A^\mu)(W_\nu^+ A^\nu) - (W^\mu W_\mu^+)(A^\nu A_\nu)] \\
& + e g \cos \theta_w [(W_\mu Z^\mu)(W_\nu^+ A^\nu) + (W_\mu^+ Z^\mu)(W_\nu A^\nu) - 2 (W^\mu W_\mu^+)(Z_\nu A^\nu)] \\
& + \frac{1}{2} g^2 [(W_\mu W^\mu)(W_\nu^+ W^{\nu+}) - (W_\mu^+ W^\mu)^2]
\end{aligned} \tag{2-64}$$

السطر الأول يمثل الحدود الحركية للحقول البوزونية الفيزيائية حيث:

$$\begin{aligned}
F_W^{\mu\nu} & \equiv \partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu \\
F_Z^{\mu\nu} & \equiv \partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu \\
F^{\mu\nu} & \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu
\end{aligned} \tag{2-65}$$

أم الحدود المتبقية فتمثل مختلف أنماط الاقتران الخطية الممكنة الثلاثية و الرباعية بين الحقول البوزونية الفيزيائية (أنظر إلى الملحق E من المرجع [3]).

V V V

الفصل 3

فيزياء المستعرات العظمى (SN)

إن نهاية المراحل الأخيرة من حياة النجوم الثقيلة التي تزيد كتلتها عن ثمانية أضعاف كتلة شمسنا أو تحديدا انفجارها، هي من بين الظواهر الأكثر إثارة و عنفا على الإطلاق في كوننا الذي نعرفه اليوم. و التي يطلق عليها اسم المستعرات العظمى أو كما هو معروف في لغة اليوم Supernovae (SNe). و هذا كله بسبب مميزاتها و خصائصها الفريدة و المهمة. فنجد مثلا أن شدة لمعان انفجارها قد يصل إلى حوالي 10% أو أكثر من شدة إنارة و لمعان المجرة بكاملها. كما أن لها أهمية كبيرة في تركيب جميع العناصر الكيميائية و خاصة منها الثقيلة و من ثم قذفها و إثراء فضاء ما بين النجوم بها (interstellar) و بالتالي معاودة توفير العناصر الكيميائية مجددا لاستمرار حلقة تطور المجرات و النجوم و الكواكب و الحياة ككل. هذه المستعرات العظمى (ماعد النوع Ia) يمكنها أن توفر و تحرر تدفقا هائل و كثيفا من جسيمات النوترينو (خلال 10 ثواني فقط من الزمن) يعادل بالتقريب الكمية التي توفرها شمسنا خلال حياتها كاملتا، و بالتالي فهي تعتبر مصدرا مهم و مثير للمهتمين بفيزياء الجسيمات الأولية و النوترينو على الخصوص. و لكن ندرة حدوث هذه الانفجارات SN (واحد لكل 30 إلى 50 سنة) يصعب نوعا ما من إمكانية متابعتها و دراستها و معرفة المزيد عنها خاصة في الجانب الذي يعني بالتأكد من صلاحية نماذجنا التي تصف آلية حدوث انفجارها.

إن سنحاول في هذا الفصل التطرق إلى فيزياء هذه المستعرات العظمى (SN) و كل ما له علاقة بها و لكن سنركز على أهمها خاصة، كآلية الانفجار و مراحل المتسلسلة أولا و التركيز على دور النوترينو و تدفقه أو طيف انبعاثه ثانيا.

1.3 نشأة النجوم و تطورها:

تنشئ النجوم بسحب و غيوم من الغبار و الغاز تبدأ جزيئاتها و ذرات عناصرها في التجاذب فيما بينها بفعل قوة الجاذبية أو ما نسميه بعملية انقباض النجم. هذا الانقباض من شأنه أن يزيد و يرفع من درجة حرارة المناطق المركزية و العميقة فالعميقة تدريجيا (على هيئة طبقات كروية تقريبا تتدرج حسب حرارتها). إن كتلة هذه الغيوم الابتدائية هو من سيكون له دور تحدد درجة الحرارة القصوى التي يمكن الوصول إليها. من جهة أخرى فإن عملية انصهار و احتراق العناصر الخفيفة إلى عناصر ثقيلة أو أثقل منها يعتمد و بشكل مباشر و وثيق على توفر درجة الحرارة الحدية اللازمة و الضرورية لتفعيل و انطلاق كل مرحلة من مراحل الانصهار و الاحتراق. و بالتالي فإن الغيوم ذات الكتل الصغيرة ($0.05 M_{\odot}$) و التي لا يمكنها توفير حتى الحرارة اللازمة لبداية المرحلة الأولى من مراحل الانصهار تنتهي حياتها على شكل ما نسميه "بالقزم أسود"⁹. أما الغيوم التي تبدأ بكتلة أكبر من هذه الأخيرة فيمكنها أن تبلغ المرحلة الأولى من عمليات الانصهار ($H \leftarrow He$) و بالتالي فإن جزء (حوالي النصف) من الطاقة المتحررة جراء عملية الاحتراق سيعمل على شكل ضغط يوازن ضغط قوى الجاذبية ليوقف عملية انقباض النجم مؤقتا، و الجزء المتبقي سينتشر نحو السطح لتعطي لنا جميعا ما نسميه بالنجم و ذلك لتوفر الطاقة و الإنارة المنبعثة منه جراء عمليات الانصهار.

إن تطور هذه النجوم سيكون حسب كتلتها الابتدائية فإن كانت كتلتها صغيرة نسبيا فإنها ستحرر طاقة كبيرة في بداية نشأتها و بالتالي سيكون لسطح هذه النجوم طاقة عالية و يتألق بلون أزرق. مع استمرار مرحلة الانصهار الأولى و التي تستغرق وقتا طويلا نسبيا (أربعة مليارات سنة) سيتغير لون سطح النجم تدريجيا إلى اللون الأصفر (شمسنا هي حاليا في هذه المرحلة). ما إن ينفذ الهيدروجين بفعل تحوله إلى هيليوم حتى تقل و تنخفض الطاقة و درجة حرارة السطح تدريجيا (نحو الأحمر) و يدخل النجم في مرحلة تبريد نفسه بتمدد غلافه و تضاعف حجمه (من 10 إلى 100 مرة) ليصبح في النهاية ما نسميه بالعملاق أحمر (Red Giant) [44]. في حالة كتلة ككتلة شمسنا ستنتقل مرحلة انصهار الهيليوم إلى كربون في نواتها المركزية محررتا كمية كبيرة من الطاقة. سيتحرر جزء من هذه الطاقة على شكل ضغط كبير يقوم بنسف ذاك الغلاف المتمد و الطبقات السطحية ذات الكثافة المتدنية على شكل انفجار معطيا لنا ما نسميه بسديم كوكبي "planetary nebula". هذا الانفجار سيخلف وراءه قزما أبيض كثيفا يتراوح حجمه كحجم الأرض تقريبا. هذا القزم سيستمر في حرق مخزونه من الهيليوم حتى ينفذ و تنتهي معه حياة هذا القزم على شكل قزم أسود.

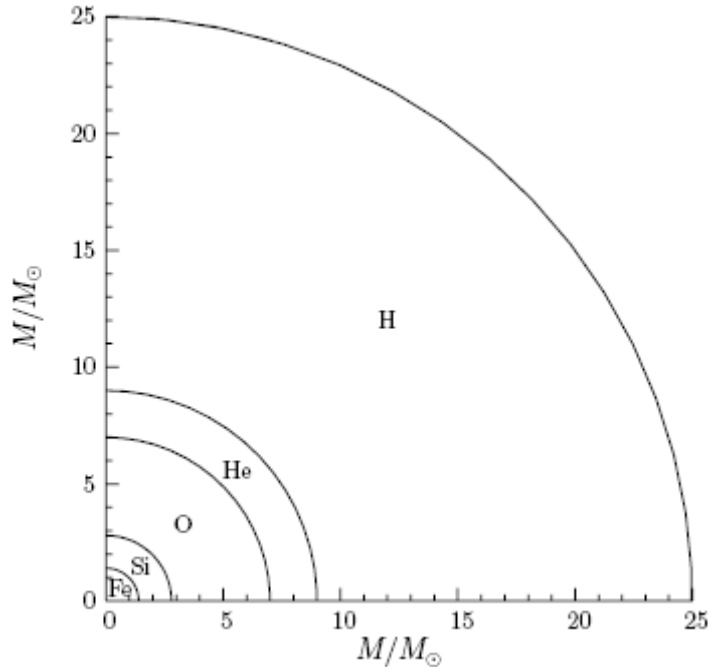
كلما زادت كتلة النجوم الابتدائية كلما أمكنها من التطور و الوصول إلى مراحل احتراق و انصهار متقدمة. ففي حالة الكتل الكبيرة و التي تتعد كتلتها حوالي 10 مرات كتلة الشمس، يعتقد أن

⁹ يتعلق الأمر هنا بجسم لم يتمكن أبدا من مشاهدته و نعتقد أنه عبارة عن جسم غازي كثيف و منحل. إنارته عمليا تعتبر معدومة و غير قابل لتطور ما عدا استمراره في التخماد (أي يبرد) ببطء شديد [24].

بإمكانها أن تطبق و تتجاوز جميع مراحل الانصهار النووي من الهيدروجين إلى الهيليوم، كربون، أكسوجين، نيون، سلسيوم (أنظر الوثيقة 3-01) و تمتاز هذه النجوم بمدة حياة قصيرة نوعا ما مقارنة بنظيراتها الأقل كتلة (أنظر إلى الجدول 3-01).

الجدول 3-01: الحرارة المركزية T_c و الكثافة المركزية r_c و الزمن Δt الذي تستغرقه كل مرحلة احتراق ممكنة لنجمين (من النمط I population) كتلتها الابتدائية $15 M_\odot$ و $25 M_\odot$. للمقارنة فان مرحلة احتراق الهيدروجين H لنجم كتلة مماثلة لكتلة شمسنا يمكن أن تستغرق 1.1×10^{10} yr و حينها تكون $T_c \approx 1.57 \times 10^7$ k و $r_c \approx 1.53$ g cm⁻³. و أقصى مرحلة احتراق يمكن أن تبلغها هي مرحلة احتراق الهيليوم He و التي تستغرق 1.1×10^8 yr و حينها تكون $T_c \approx 1.25 \times 10^8$ k و $r_c \approx 2.0 \times 10^4$ g cm⁻³.

| Phase | $15 M_\odot$ | | | $25 M_\odot$ | | |
|-------|--------------------|-----------------------------------|-----------------------|--------------------|-----------------------------------|-----------------------|
| | T_c [K] | ρ_c [g cm ⁻³] | Δt [yr] | T_c [K] | ρ_c [g cm ⁻³] | Δt [yr] |
| H | 3.53×10^7 | 5.81 | 1.11×10^7 | 3.81×10^7 | 3.81 | 6.70×10^6 |
| He | 1.78×10^8 | 1.39×10^3 | 1.97×10^6 | 1.96×10^8 | 7.62×10^2 | 8.39×10^5 |
| C | 8.34×10^8 | 2.39×10^5 | 2.03×10^3 | 8.41×10^8 | 1.29×10^5 | 5.22×10^2 |
| Ne | 1.63×10^9 | 7.24×10^6 | 0.732 | 1.57×10^9 | 3.95×10^6 | 0.891 |
| O | 1.94×10^9 | 6.66×10^6 | 2.58 | 2.09×10^9 | 3.60×10^6 | 0.402 |
| Si | 3.34×10^9 | 4.26×10^7 | 5.01×10^{-2} | 3.65×10^9 | 3.01×10^7 | 2.01×10^{-3} |

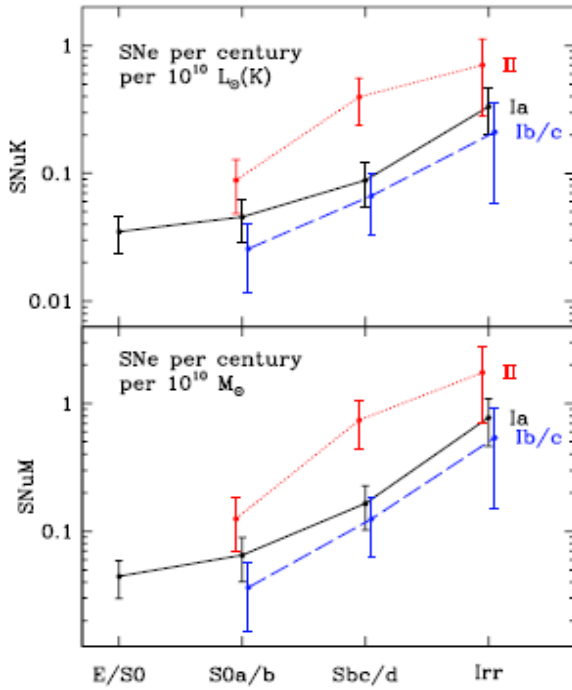


الوثيقة 3-01: مظهر قطري يوضح البنية الداخلية لنجم كتلته $25 M_\odot$ و من النمط " population I " بالكاد قبل بداية الانهيار مباشرة. المركز Fe يحوي العناصر ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{66}Ni . بينما الطبقة Si فتحوى على كمية اقل من S, O, Ar, Ca. و الطبقة O تحوي هي الأخرى على C, Ne, Si, Mg. و الطبقة He تحوي على C, Ne, O. و الطبقة H تحوي على He, Ne, O, N, C.

هذه النجوم ستنتهي حياتها على شكل انفجار عنيف SN و لكن إذا بلغت حد كبيراً في كتلتها الابتدائية و توفرت بعض الشروط فستنتهي حياتها على شكل ثقب أسود. سنتعرف على مزيد من التفصيل في نهاية الفقرة التي تعنتي بأنواع المستعرات العظمى.

2.3 معدل حدوث انفجارات المستعرات العظمى:

إن مسألة تقدير معدل حدوث انفجارات نجوم SN تعتبر من أهم المسائل المفيدة و العملية في كثير من الجوانب. فعلى سبيل المثال لا الحصر، هدف هذه المذكرة له صلة وثيقة بمصادقية المعدل المعمول به هنا و بالتالي مصادقية النتائج المتحصل عليها.



الوثيقة 3-02: معدل انفجارات SN بدلالة مختلف أنواع المجرات. الجزء العلوي SNUK: معدل SN المتوقع لكل قرن ولك $10^{10} L_{\odot}$ من الإنارة عند العرض أو المجال k. الجزء السفلي SNUM: معدل SN المتوقع لكل قرن و لكل $10^{10} M_{\odot}$.

إن معدل حدوث انفجارات SN يتعلق أساساً و بشكل وثيق بنوع المجرات التي تحتويها، حيث لم يحدث أن شهدَ أي نوع من انفجارات SN (Ic, Ib, و II) التي تعتمد على الانهيار الجاذبي في المجرات الإهليلجية الشكل أو بيضاوية، و ذلك بسبب كونها جد قديمة في زمن تكونها و بالتالي لا يمكنها أن تحوي إلا عدد قليلاً من النجوم التي تكون في بداية نشأتها، حيث يمكنها أن تتطور في زمن قصير إلى نجوم ثقيلة لها القدرة على إنهاء حياتها بانهيار جاذبي يفجرها في النهاية على شكل SN. و من جهة ثانية يمكن القول أن ذلك بسبب أن جل المادة المكونة لسحابات و غيوم هذه المجرات تكون في أشكال غير بسيطة (عناصر متوسطة أو ثقيلة) و بالتالي غالبية النجوم ستتوفر لها الظروف لنتهي حياتها قبل وصولها لمرحلة الانهيار الجاذبي. يمكننا رؤية هذا الأمر بوضوح من خلال الوثيقة 3-02 التي تظهر معدلات SN المتوقعة حسب أحد الأعمال [27].

ولهذا كان من أهم الأسئلة المطروحة التي تعيننا بشكل مباشر في هذا الباب هو معدل انفجارات SN في مجرتنا و التي من شأنها أن تنتج طيف من النوترينو يمكننا متابعته بشكل أحسن من التي تنتج خارج مجرتنا و بالتالي تقدم لنا قاعدة بيانات أفضل يمكن دراستها و استغلالها في مواضيع أخرى تهمنا. الجدول 3-02 يلخص نتائج جميع الأعمال التي تمت في هذا الشأن لغاية 2005. و لكن، رغم كل هذه الأعمال و النتائج لا تزال مسألة تقدير معدل انفجارات SN موضوعا مفتوحا لمزيد من الدراسة و التدقيق و ذلك بسبب الإرتيابات الكبيرة التي نصادفها و نتعامل معها في تقدير هذه المعدلات (أنظر الوثيقة السابقة 3-02).

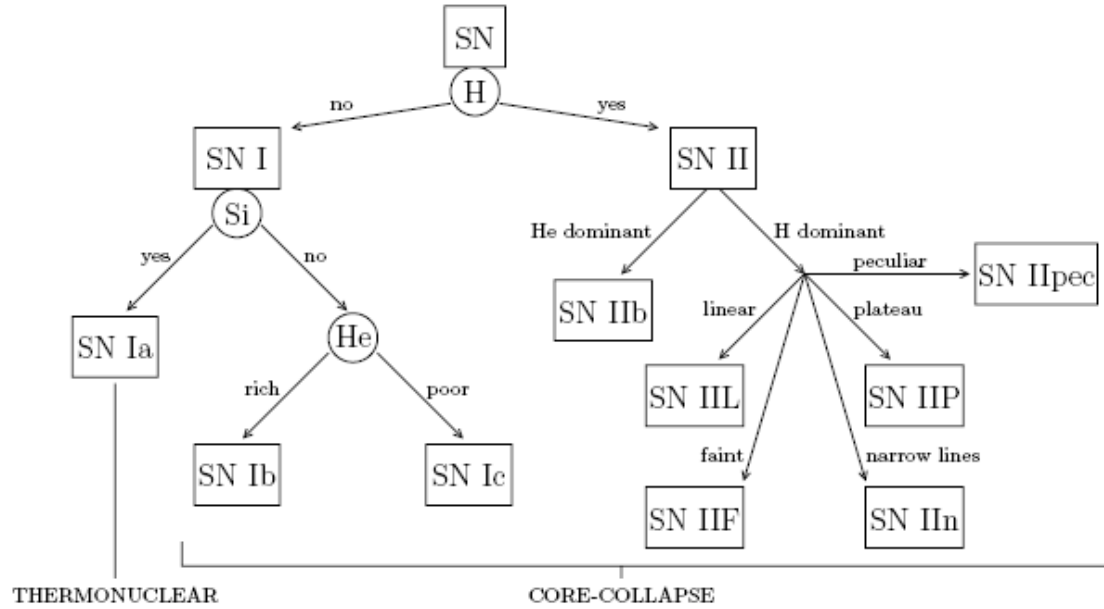
الجدول 3-02: تقديرات معدل حدوث الانهيار الجاذبي SN في مجرة درب التبانة.

| Rate [10^{-2} y^{-1}] | Reference |
|-----------------------------------|------------------------------------|
| 5.8 ± 2.4 | Tammann (1982). |
| $1.2^{+1.7}_{-0.7}$ | Ratnatunga & van den Bergh (1989). |
| 3^{+2}_{-1} | Strom (1990). |
| 4.0 ± 2.0 | Muller et al. (1992) |
| 2.0 ± 1.1 | Cappellaro et al. (1993). |
| 3.0 ± 1.5 | van den Berg (1993). |
| $2.5^{+0.8}_{-0.5}$ | Tammann et al. (1994). |
| 5.7 ± 1.7 | Strom (1994). |
| 1.3 ± 0.9 | Cappellaro et al. (1997). |
| 3.4 ± 2.8 | Timmes et al. (1997). |
| 8.4 ± 2.8 | Dragicevich et al. (1999). |
| 1.5 ± 1.0 | Cappellaro & Turatto (2000). |
| 1 – 2 | Reed (2005). |

3.3 أنواع المستعرات العظمى:

لأسباب تاريخية فإن عملية تصنيف المستعرات العظمى (SN) تتعلق أساسا بالخصائص الطيفية لإنارتها و بخصائص تطور منحني شدة الإنارة مع مرور الزمن عموما. هذه الخصائص تتبع و بشكل مباشر من نوع العناصر الكيميائية المكونة لغلافها (أنظر إلى الوثيقة 3-03). إن الصنفين الرئيسيين في هذا التصنيف (يرمز لهما بالصنف الأول (I) و الثاني (II)) يمكن التمييز بينهما عن طريق وجود خط عنصر الهيدروجين من عدمه. كما أن منحني الإنارة يبدأ بذروة تكون ضيقة في حالة الصنف الأول I عكس الصنف الثاني II التي تكون فيه واسعة (100 يوم تقريبا) ليستمر بعدها منحني الإنارة في التناقص لمدة عام تقريبا. و لكن من أهم الخصائص الفيزيائية التي يُعتمد عليها حاليا في باب تصنيف المستعرات العظمى، نجد أن آلية توليد الانفجار (SN) هي الأهم، حيث يمكننا أن نميز و نفرق حتى بين الصنف الواحد كالنوع Ia مثلا من جهة و Ib, Ic و II من جهة أخرى (الوثيقة 3-03) هذا الفرق سيصبح واضحا في طيف الإنارة بعد مرور عدة أشهر من قمة ذروة

الطيف، أين تصبح الأجزاء العميقة من هذه النجوم مرئية؛ حيث نجد أن خط إصدار عنصر الحديد Fe هو السائد في طيف النوع Ia بينما في طيف الأنواع Ib, Ic و II فيظهر خط إصدار عنصر الأكسجين O و الكربون C.



الوثيقة 3-03: مخطط يوضح التصنيف المعتمد حالياً للمستعرات العظمى حيث:

IIL: تناقص شبه خطي لإضاءة مع الزمن. IIP: تتطور الإضاءة على هيئة شريط مع الزمن. IIF: إضاءة باهتة. IIb: الهيليوم سائد على الهيدروجين. IIIn: خطوط ضيقة لطيف الإصدار. IIpec: خصائص فريدة. Ib: النجم لا يملك غلافاً من الهيدروجين. Ic: لا وجود لطبقة الهيليوم. كل هذه الحالات ليست مستقلة عن بعضها البعض إذ يمكن أن تصادف حالات بينية تلعب دور الوسيط بينها.

إن النوع Ia يعتقد أنه نأجم عن قرم أبيض¹⁰ يقوم بسحب المادة من نجم آخر قريب و مرافق له (نظام ثنائي). ما إن تبلغ كتلة هذا القرم الأبيض كتلة Chandrasekhar الحديدية حتى يفقد القرم الأبيض استقراره بسبب ازدياد و غلبة ضغط قوة الجاذبية أمام ضغط غاز الإلكترونات المنحل. فحينها سيبدأ القرم الأبيض بالانهيار رافعا بذلك من درجة حرارته لتتطلق من ثم مباشرة عملية انصهار كل من عنصر الكربون و الأكسجين إلى عناصر ثقيلة و التي تنتج و تحرر بدورها كمية هائلة من الطاقة. تحرر هذه الطاقة هو ما سيؤدي في النهاية لانفجار هذا القرم الأبيض (thermonuclear explosion). هذا الانفجار سيؤدي إلى تمزيق و تلاشي القرم الأبيض كلياً محولاً إياه إلى شكل غيمة سديمية (nebula) مبعثرة و بدون أي جزء مركزي صلب متبق.

إن طيف إرسال النوع Ia يعود أصلاً إلى عملية تفكك و تهافت عنصر النيكل ⁵⁶Ni و الذي ينتج بكميات كبيرة أثناء عملية انهيار الطبقات الخارجية من القرم الأبيض. يحتوي هذا الطيف على خط

¹⁰ و هي الحالة التي تؤول إليها النجوم التي تصل إلى مرحلة احتراق الكربون و الأكسجين ثم لا تستطيع المواصلة إلى مراحل احتراق أخرى و ذلك بسبب صغر كتلتها الأصلية ($M \sim 1M_{\odot}$, $R = 5000 \text{ km}$, $r \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$).

امتصاص السيلكون Si و ذلك بسبب تشكله من عملية احتراق C و O. إن عنصر ^{56}Ni سيتفكك و يتهاافت في ما بعد إلى عنصر الكوبالت ^{56}Co و الذي هو الآخر سيتفكك بدوره إلى ^{56}Fe مما سيجعل من خط إصدار هذا الأخير هو السائد في طيف الإرسال بعد مرور عدة اشهر. إن عملية الانفجار في الأخير هي من سترمي و تقذف بعنصر الحديد ^{56}Fe و العناصر الثقيلة في الأجواء و فضاء ما بين النجوم (interstellar) و الذي لديه أهمية كبيرة في إثراء الفضاء بالعناصر الثقيلة.

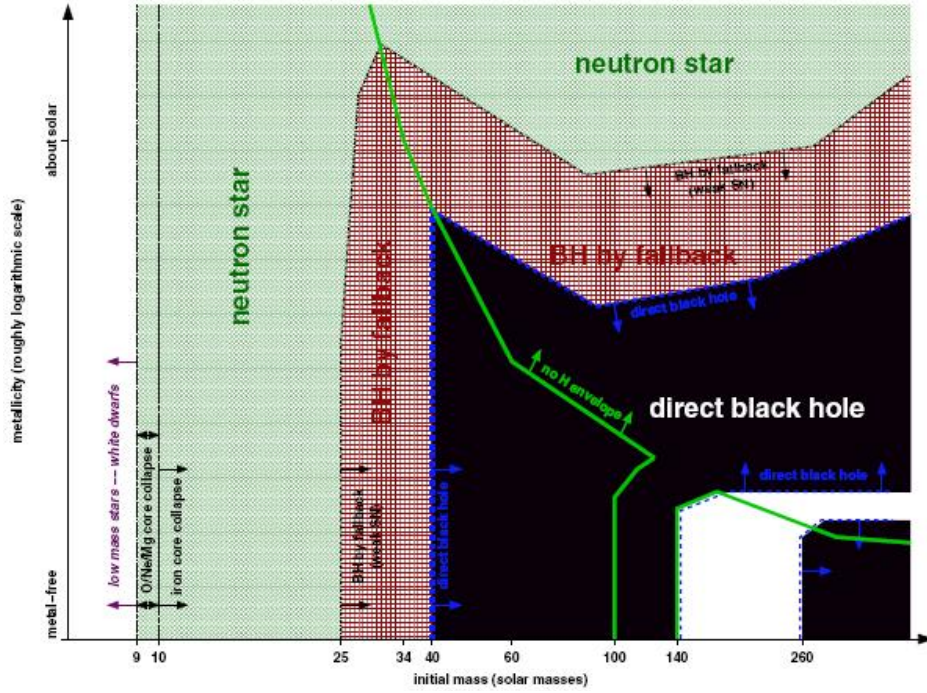
هنالك خاصية تجريبية مميزة لنوع Ia من المستعرات العظمى و هي التي تربط عرض ذروة قمة منحنى الإنارة مع منحنى تطور إنارته من جهة و بعد هذه المستعرات العظمى من جهة أخرى. تستغل هذه الخاصية حالياً في رصد أبعاد الكون و المجرات البعيدة عنا, حتى تلك التي تبعد عنا أكثر من 100 Mpc.

من وجهة نظر دراسة فيزياء النوترينو, تعد الأنواع Ia, Ib و Ic مصدر مثير و جيداً لدراسة مقارنة بالنوع Ia, و ذلك لإنتاجها تدفقاً هائل من جميع أصناف النوترينو قد يصل إلى 10^{58} و بمتوسط طاقة يقدر بحوالي 10 MeV (99% من طاقة الانفجار ستحرر على هيئة جسيمات النوترينو). كل هذه الأنواع تنطلق و تتولد من عملية انهيار أنوية النجوم الثقيلة 12 ($8 M_{\odot} \leq M < 3 M_{\odot}$) و التي ستخلف ورائها إما نجم نيوتروني أو ثقباً أسوداً و ذلك حسب كتلتها الأصلية و نسبة التمدن الابتدائية في مكوناتها (الوثيقتان 3-04 و 3-05).

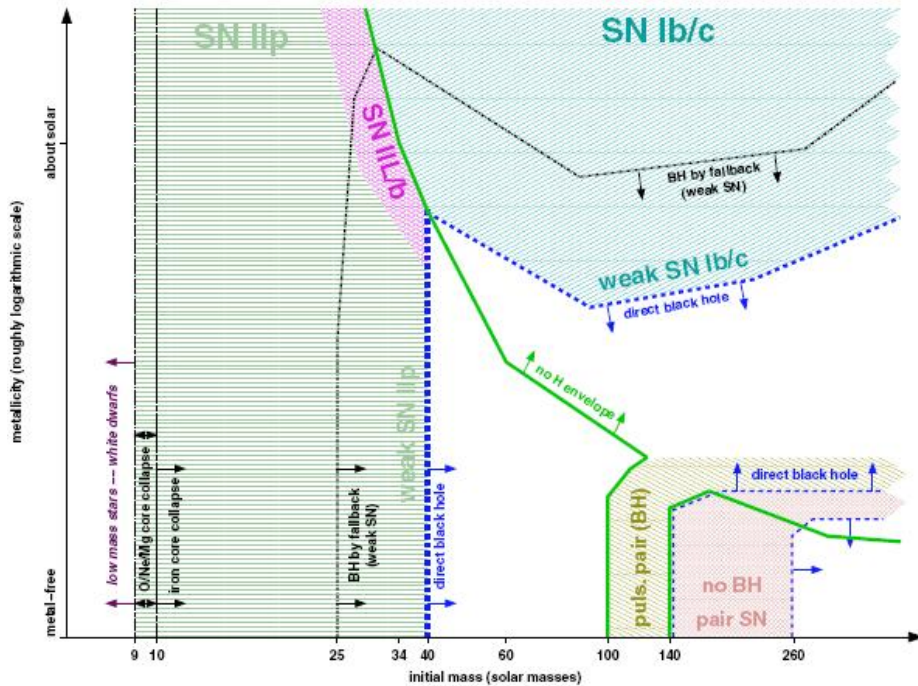
من هذه الوثيقتين يمكننا أن نلاحظ أن النجوم التي تكون أخف تقريباً من $9 M_{\odot}$ يمكن أن تنتهي حياتها على شاكلة القزم الأبيض (لكن يمكن أن تنتهي حياتها كذلك على شاكلة النوع Ia إذا صادفت و كان لها رفقة من النجوم القريبة). النجوم الثقيلة من $40 M_{\odot}$ فأكثر يمكنها هي الأخرى أن تنتهي حياتها على شكل انفجار SN (عوض ثقب أسود) إذا كانت لها نسبة تمدن ابتدائية عالية؛ أي وفرة في العناصر الثقيلة (الحديدي على الخصوص). و بالتالي ستعاني هذه النجوم من فقدان كمية كبيرة من مادتها على شكل رياح نجمية لتؤدي إلى تضائل حجم و كتلة غلافها و الذي سيساعد على حدوث الانفجار بعد انهيار النواة إلى نجم نيوتروني. أما النجوم التي تبدأ بنسبة تمدن متوسطة و تكون كتلتها الابتدائية تتراوح ما بين 25 إلى 40 فيمكن أن تنهار أنويتها في البداية إلى نجم نيوتروني (مولدات "weak SN IIP") و بعدها ستعاود الانفجار منتجة ثقباً أسود بسبب استمرار تزايد ارتفاع كتلة النجم النيوتروني بعد معاودة توفر ظروف انقباض و انهيار الأجزاء الخارجية من النجم.

¹¹ حتى الصنف الثاني II لوحده يمكن هو الآخر تقسيمه إلى أنواع أخرى جزئية و ذلك حسب اختلاف حجم و كتلة غلف الهيدروجين لكل نوع (راجع الوثيقة 3-03).

¹² نجوم العملاق الأحمر (أو العملاق الأزرق مثل حالة SN1987A) في حالة الصنف الثاني II بالتحديد.



الوثيقة 3-04: مخلفات النجوم الثقيلة بدلالة كتلتها الابتدائية (محور x) و نسبة التمعدين الابتدائية (محور y). الخط المعلم بـ "no H envelope" يفصل بين الحالات التي تحتفظ فيها النجوم بأغلفتها من الهيدروجين من عدمه و الخط المعلم بـ "direct black-hole" يبين حدود المناطق التي تنهار فيها النجوم بشكل مباشر إلى ثقوب سوداء. هذه المناطق تتخللها منطقة "pair-instability SN" ($140-260 M_{\odot}$) و التي لا تخلف أي بقايا صلبة وراءها (غيوم سديمية فقط). خارج هذه المناطق مباشرة نجد مناطق الحالات التي تعطي ثقوبا سوداء و لكن بدون انهيار مباشر (fallback). و خارج هذه المناطق هي الأخرى نجد الحالات التي تنهار فيها النجوم مخلفتا نجما نيوترونيا. يمكن في حالة الكتل المنخفضة ($9-10 M_{\odot}$) أن نتحصل على نجم نيوتروني و لكن هذه المرة بانهاير نواة من Mg/Ne/O بدل من الحديد. ومن أجل الكتل الأقل من $9 M_{\odot}$ لا يحدث هنالك أي انهيار لأنوية النجوم و سنتحصل على حالة القزم الأبيض.



الوثيقة 3-05: أنواع المسعرات العظمى الناجمة عن كل نجم ثقيل بدلالة كتلته الابتدائية و نسبة التمعدين الابتدائية. المحاور و الخطوط لها نفس الدور كالوثيقة السابقة 3-04.

4.3 السيناريو المعتمد حاليا للآلية انفجار المستعرات العظمى (ماعداء النوع Ia):

عندما تبلغ النجوم الثقيلة ($8M_{\odot} \leq M$) الأطوار الأخير من عمرها، تبدأ أنوية السليسيوم المتشكلة خلال الأطوار السابقة بالانصهار مكونتا قلبا لنجم من أنوية عنصر حديد، ما إن تتجاوز كتلة هذه النواة كتلة Chandrasekhar ($M_{Ch} \sim 1.4 M_{\odot}$)، مع كون عدد الإلكترونات بنسبة لعدد الباريونات ($Y_e \approx 0.4$) حتى تبدأ نواة هذه النجوم بالانهيار تحت تأثير ضغط قوى الجاذبية الرهيبة معلنتا بذلك بداية سلسلة من المراحل و الأحداث يمكن أن تنتهي بانفجار عظيم أو ما يعرف بانفجار نجوم SN أو المستعرات العظمى.

كما رأينا سابقا فإن النجوم التي تعتمد على الانهيار الجاذبي في آلية انفجارها يمكن حصرها و تصنيفها في الأنواع Ib, Ic, II و ذلك وفق خصائصها الطيفية و منحنى شدة إنارتها (عند قمة ذروة العظمى). و بما أن هذه الخصائص لا تتعلق أصلا إلا بالتركيب الكيميائي لغلاف هذه النجوم، فيمكننا القول أن سيناريو آلية الانفجار الذي سنستعرضه هو صالح لكل هذه الأنواع ما دام أن الغلاف ليس له أي دور في آلية الانفجار.

سنحاول الآن و في ما سيأتي ذكره تقديم صورة عن السيناريو المعتمدة حاليا للآلية الانفجار على الأقل، لأنه حتى اللحظة لا يوجد هناك أي نموذج أو سيناريو شامل و معتمد يصف و يتطابق مع جميع مظاهر انفجرات نجوم SN المشاهدة. و هذا من جهة يدل على صعوبة و مدى تعقيد معرفة ما يجري بالضبط داخل أغوار هذه النجوم.

1.4.3 بداية الانهيار:

إن المحرك الأساسي لبداية انهيار أنوية هذه النجوم يعود أصلا إلى تراجع ذلك الضغط الكلي (المعكس و الموازن لقوى الجاذبية) و الذي كان يحمي النواة و يحول دون حدوث انهيارها قبل هذه المرحلة؛ فاستمرار عملية انقباض النجم و ارتفاع حرارة و كثافة نواته سيؤدي بالضغط الذي يساهم بالقسط الكبير في هذه الموازنة و الناجم عن الغاز المنحل (degenerate gas) للإلكترونات النسبية (حركة الإلكترونات النسبية المنحلة).

$$p_e = \frac{1}{4} (3 \pi^2)^{1/3} \left(\frac{\rho}{m_u} \right)^{4/3} Y_e^{4/3} \quad (3-01)$$

m_u : وحدة الكتل الذرية.

r : الكثافة.

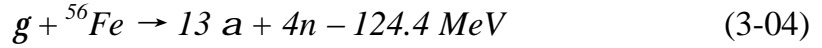
إلى الانخفاض ما إن تستتب الظروف المواتية ($r \sim 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$, $T \sim 10^{10} \text{ K}$) لتفعيل عمليات الاقتناص الإلكتروني عن طريق أنوية ذرات الحديد:



و ذلك لتوفر طاقة كافية لدى هذه الإلكترونات النسبية (Fermi energy) تفوق الفرق الكتلي بين النواتين ($m_{\text{Mn}} - m_{\text{Fe}} = 3.7 \text{ MeV}$):

$$\mu_e = 11.1 \text{ MeV} \left(\frac{\rho Y_e}{10^{10} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{1/3} \quad (3-03)$$

و علاوة على ذلك، فحتى الضغط الحراري و الطاقة الداخلية للنواة، الناجمة عن عملية انقباض النجم يبدأ في التراجع مع بداية التفاعلات الماصة للحرارة لذرات الحديد من النوع التجزئة الضوئية (photodissociation):



إن استمرار ارتفاع حرارة و كثافة النواة من شأنه أن يساعد على زيادة سرعة هذه التفاعلات مما سيؤدي إلى تسارع انخفاض الضغط الكلي الموازن لضغط قوى الجاذبية و بالتالي تزايد و تسارع عملية انهيار النواة ككل.

لغاية هذه المرحلة التي لا تزال فيها الكثافة r لم تتعدَّ بعد $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ ، يمكن لجميع جسيمات النوترينو الإلكتروني (n_e) أن تنفذ و تُقِلت بحرية خارج النواة المركزية حاملتها معها جل الطاقة الحركية لتفاعلات الاقتناص الإلكتروني (12 – 16 MeV). صحيح أن قيمة ذروة شدة إنارة تدفق هذه النوترينونات قد يصل إلى $10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ و لكن قيمة مجمل الطاقة التي ستتحرك حينها لا يمكن أن تتعدَّ $\sim 10^{51} \text{ erg}$ (أنظر الوثيقة 3-07) و ذلك بسبب ضيق و قصر زمن هذه المرحلة (أقل من $\sim 10 \text{ ms}$)، و منه يمكننا أن نقول عن هذه المرحلة أنها تتم "تقريباً" في حالة أدياباتيكية.

لا بأس في نهاية حديثنا عن هذه المرحلة أن نشير إلى أن مرحلة بداية الانهيار يمكن تفسيرها أيضاً بحقيقة كون أن المؤشر أو الدليل الأديباتيك (index adiabatic)،

$$\Gamma_s \equiv \left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho} \right)_s \quad (3-05)$$

يكون أقل من القيمة $4/3$ ، و هو الشرط الضروري لعدم استقرار الاضطرابات القطرية في النجوم الكروية. يمكننا تبين هذه الحقيقة بإعادة كتابة الدليل الأديباتيك حسب العبارة (3-01) ليصبح:

$$\Gamma_s = \frac{\partial \ln p_e}{\partial \ln \rho} \Big|_s = \frac{\partial \ln p_e}{\partial \ln \rho} \Big|_{s, Y_e} + \frac{\partial \ln Y_e}{\partial \ln \rho} \Big|_s \frac{\partial \ln p_e}{\partial \ln Y_e} \Big|_s + \frac{\partial \ln S}{\partial \ln \rho} \Big|_{Y_e} \frac{\partial \ln p_e}{\partial \ln S} \Big|_{Y_e} \quad (3-06)$$

وبما أن مرحلة الانهيار ستجري تقريبا في حالة أدياباتيكية فإن الحد الأخير من المعادلة (3-06) يمكن تقريبه ليساوي الصفر، أي:

$$\Gamma_s = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{\partial \ln Y_e}{\partial \ln \rho} \Big|_s \right) \quad (3-07)$$

و أخيرا فإن تقدم عمليات الاقتران الإلكتروني سيجعل من الحد $\frac{\partial \ln Y_e}{\partial \ln \rho} \Big|_s$ سالبا مما يعني أن Γ_s أقل من 4/3.

2.4.3 مرحلة احتجاز جسيمات النوتريون:

مباشرة بعد بداية عملية الانهيار، يبدأ هذه الأخير بالاندفاع و الانتشار خلال عمق النواة في صورة اندفاع جبهة موجة تأثير قوي الجاذبية (تاركا ورائه بقية أجزاء النجم من معطف و غلاف من دون تأثير يذكر)، مع ازدياد العمق يزداد تراكم تأثير قوى الجاذبية تدريجيا (بسبب استمرار تصاغر مساحة سطح الكرة التي تمثل كل عمق) ليزيد هو بدوره من الضغط على هذه المناطق العميقة من النواة (النواة الداخلية بالتحديد)¹³، هذا الارتفاع في الضغط من شأنه أن يستمر في زيادة كثافة و حرارة هذه المناطق من مستويات أعلى إلى أعلى حتى تصبح الظروف مواتية لتكوين أنوية عناصر ثقيلة جديدة و لكن هذه المرة ليس بعمليات الانصهار و الاحتراق النووي (لأن خاصية الاستقرار المتين لعنصر الحديد لا تسمح بمزيد من مراحل الانصهار النووي) بل عن طريق اندماج الجسيمات الخفيفة و (n, p, α...) مع الأنوية الموجودة (كالحديد) لتتراكم و تزيد بذلك شيئا فشيئا من حجم و كتلة هذه الأنوية و بالتالي تركيب أنوية عناصر ثقيلة جديدة (80 < A < 100). ما إن تتجاوز كثافة هذه المناطق $10^{11} - 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ حتى يصبح النوتريون الإلكتروني الذي كان ينفلت من النجم بحرية سبقا، محتجزا داخل النواة الداخلية لا يمكنه النفاذ (تكون كتلتها حينها حوالي $0.8 M_{\odot}$).

عند بداية انهيار النواة المركزية تكون جسيمات النوتريون الإلكتروني هي الوحيدة التي تتواجد بغزارة بفعل عمليات الاقتران الإلكتروني. و مع انتشار الانهيار و ارتفاع كثافة المناطق العميقة من النواة الداخلية تزداد طاقة جسيمات النوتريون التي تُنتج في هذه الأعماق تدريجيا مع زيادة العمق ليصبح بذلك طول موجتها (موجة De Broglie)،

$$\lambda \approx 20 \text{ fm} \left(\frac{E_\nu}{10 \text{ MeV}} \right)^{-1}, \quad E_\nu = \frac{5}{6} \mu_e (\rho, Y_e) \quad (3-08)$$

¹³ يمكن تمييز النواة المركزية للنجم إلى منطقتين: نواة داخلية؛ و هي الجزء العميق من النواة الذي يمتاز بشدة كثافته و حرارته العالية. نواة خارجية؛ و هي ذلك الحجم المتبقي من النواة الكلية إذا استثنين منه حجم النواة الداخلية و تميز بقلة كثافتها و حرارتها مقارنة بالنواة الداخلية.

موافقا تقريبا لحجم أنوية الحديد $^{56}_{26}\text{Fe}$ (و بشكل أفضل بالنسبة لأنوية الثقيلة)،

$$r_{nuc} \sim 1.2 A^{1/3} \text{ fm} \approx 5 \left(\frac{A}{56} \right)^{1/3} \text{ fm} \quad (3-09)$$

و لذا فإن جسيمات النوترينو سيرتفع و يزيد احتمال تفاعلها مع أنوية هذه المواد التي تسبح خلالها وذلك بتفاعلها على شكل استطارة مترابطة (coherent scattering) مع الـ A نيكليون المكونة لأنوية هذه المواد¹⁴، بحيث تصبح عبارة القطاع الفعال S_A لهذا التفاعل،

$$n_e + A \rightarrow n_e + A \quad (3-10)$$

هي تقريبا A^2 مضروبة في عبارة القطاع الفعال $S_{n,p}$ لتفاعل النوترينو مع النيكلونات،

$$n_e + n, p \rightarrow n_e + n, p \quad (3-11)$$

أي:

$$\sigma_A = \frac{G_F^2}{4\pi} E_\nu^2 A^2 \left[1 - \frac{Z}{A} + (4 \sin^2 \theta_w - 1) \frac{Z}{A} \right]^2 \quad (3-12)$$

و بالتالي فإن هذه الاستطارة المترابطة لجسيمات النوترينو ستكون هي السبب المباشر لاحتجازها داخل النواة الداخلية، حيث أن المدى المتوسط الحر I_n الذي يمكن لجسيمات النوترينو أن تبلغه من خلال هذا التفاعل،

$$\lambda_\nu = \frac{1}{\sigma_\nu n_A} \approx 10^7 \text{ cm} \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-5/3} \left(\frac{A}{56} \right)^{-1} \left(\frac{Y_e}{26/56} \right)^{-2/3} \quad (3-13)$$

الكثافة النووية: $n_A = r / (A m_u)$.

يكون صغيرا أمام حجم النواة الداخلية مع ازدياد الكثافة r و بلوغها الحد المطلوب و المذكور آنفا ($I_n \propto r^{-5/3}$, $R_{\text{core}} \propto r^{-1/3}$).

$$R_{\text{core}} \approx \left(\frac{3M_{\text{cors}}}{4\pi\rho} \right)^{1/3} \approx 2.7 \times 10^7 \text{ cm} \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{Y_e}{26/56} \right)^{2/3} \quad (3-14)$$

و بالتالي فلا يمكن لجسيمات النوترينو الإلكتروني الإفلات بحرية من داخل النواة الداخلية. يمكننا أن نترجم هذا كله و في صورة أوضح في ما يعرف بـ "neutrino sphere"؛ و هي الكرة التي يتم تعريف نصف قطرها (R_n) عادتاً، بسطحها الذي يُعَيَّن العمق المرئي للنوترينو (optical depth of neutrino)،

$$\int_r^\infty \lambda_\nu^{-1} dr \sim \frac{2}{3} \Rightarrow R_\nu \approx 1.0 \times 10^7 \text{ cm} \left(\frac{E_\nu}{10 \text{ MeV}} \right) \quad (3-15)$$

¹⁴ لأن التفاعل يتم عن طريق التيارات المتعادلة (NC) و المشحونة (CC) معاً، راجع الفصل 2 و الملحق A.

إن، فإن النوترينو الذي ينشئ خارج حدود هذه الكرة ($R > R_n$) سيكون بإمكانه الانتشار و الإفلات بحرية من داخل النواة الداخلية، بينما النوترينو الذي سينشئ داخل حدودها ($R < R_n$) فلا يمكنه الانتشار إلا خلال مسارات عشوائية و منكسرة تسببها استنطارته المترابطة مع أنوية الذرات فلا تمكنه من النفاذ و الإفلات بحرية من داخل النواة الداخلية.

ملاحظة: إن نصف قطر هذه الكرة (R_n) التي يُحدِّدُ سطحها العمق المرئي للنوترينو، يختلف من صنف نوترينو إلى آخر (n_e, n_m, n_l) و من قيمة طاقة إلى أخرى E_n .

إن الزمن اللازم للانتشار النوترينو خارج النواة الداخلية ذات الحجم R ,

$$t_{diff} = \frac{3R^2}{c\lambda_v} \approx 2.3 \times 10^{-1} \text{ sec} \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{ g cm}^{-3}} \right) \quad (3-16)$$

يكون صغيرا أمام الزمن الديناميكي لحركية هذه النواة عندما تتجاوز الكثافة المركزية $10^{11} - 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$.

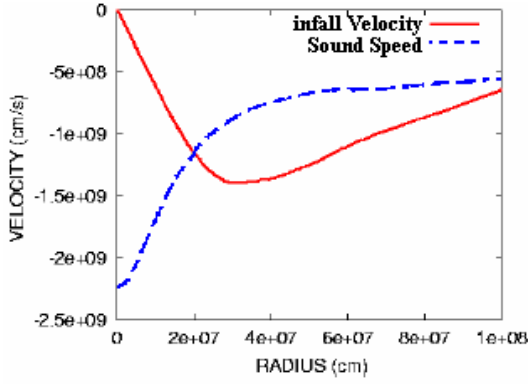
$$t_{dyn} = 4 \times 10^{-3} \text{ sec} \left(\frac{\rho}{10^{12} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (3-17)$$

ومنه، فهذا مظهر آخر يمنع جسيمات النوترينو من الإفلات من داخل النواة الداخلية.

إن احتجاز جسيمات النوترينو في هذه المرحلة سيؤدي بالضرورة إلى شبه إنحفاظ تام في نسبة جسيمات اللبتون ($Y_l = Y_e + Y_n$) بالنسبة لجسيمات الباريون و ذلك طوال فترة حدوث هذا الانهيار. كما أن جسيمات النوترينو في هذه الأثناء ستصبح منحلة (degenerate) مثلها مثل الإلكترونات و بالتالي ستساهم في ظهور نوع من التوازن (b equilibrium) بين التفاعل $e^- + p \rightarrow n + n_e$ و معاكسه. بعد استتباب هذا التوازن تصبغ الأنتروبي S ثابتا و يستمر هذا الانهيار في حالة أدياباتيكية.

3.4.3 سرعة انتشار الانهيار:

في الحقيقة الأمر إن سرعة انتشار هذا الانهيار خلال حجم النواة يختلف و يتعلق أساس بكثافة المناطق التي ينتشر فيها، و عليه، فيمكن لهذا الانهيار أن يأخذ مظهرين أو شكلين مختلفين خلال انتشاره عبر أعماق هذه النواة و ذلك حسب سرعة انتشاره فيها، فيكون هنالك انهيار بسرعة دون صوتية و في شكل متمائل و متجانس (homologously collapsing) خلال حدود النواة الداخلية (والتي تكون كتلتها آنذاك مساوية تقريبا لكتلة Chandrasekhar) و انهيار بسرعة فوق صوتية (supersonically infalling) خلال النواة الخارجية. هذه الخاصية يمكننا رؤيتها بوضوح من خلال الوثيقة 3-06.



الوثيقة 3-06: محاكات لسرعة الانهيار و سرعة الصوت بدلالة نصف القطر عند كثافة مركزية $10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ لنجم كتلته الأصلية $15 M_{\odot}$. المناطق التي تقع قبل و بعد النقطة الصوتية (عند تقاطع المنحنيين $R \approx 200 \text{ km}$) توافق بالتقريب النواة الداخلية و الخارجية على الترتيب.

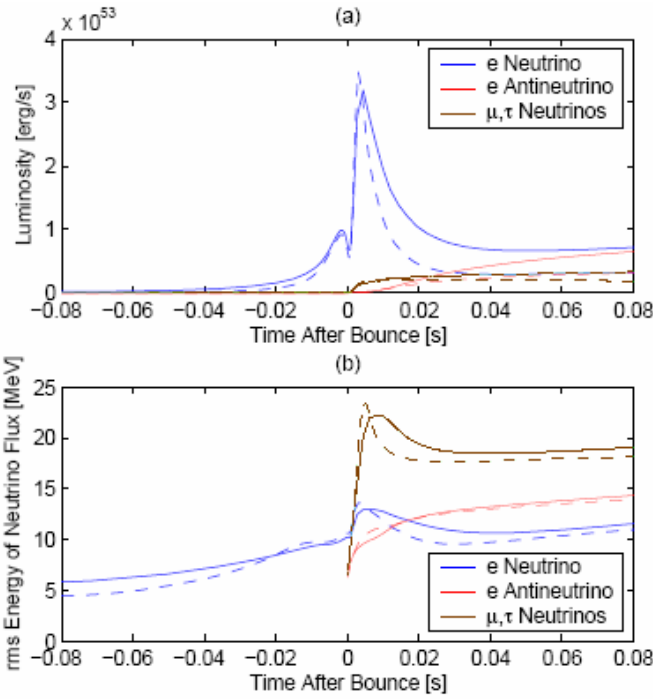
المادة التي تكون قبل النقطة الصوتية (موضع النقطة من النواة التي تكون فيها سرعة الانهيار مساوية لسرعة الصوت) تبقى ملتحمة و متراسة أثناء مرور الانهيار المتماثل بها (سرعة متناسبة تقريباً مع نصف القطر r) بينما المادة التي تكون بعد النقطة الصوتية فتنهار بشكل شبه حر و بسرعة تتناسب مع مقلوب مربع نصف القطر $\frac{1}{r^2}$.

4.4.3 موجة الاصطدام (ارتداد النواة) و التحرر العنيف لجسيمات النوترينو :

إن استمرار الكثافة في الارتفاع بفعل تراكم الضغط المتزايد و الناجم عن انتشار موجة الانهيار، من شأنه أن يرفع الكثافة في المناطق العميقة من النواة الداخلية إلى الحد الذي تبلغ فيه كثافة المادة النووية $(\rho_c \sim 3 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3})$. عند وصول موجة الانهيار إلى هذا العمق الذي يوافق الكثافة النووية، ستتوقف فجأة لترتد بسرعة في الاتجاه المعاكس نحو خارج النواة و النجم ككل، و ذلك بسبب حقيقة عدم قابلية إنضغاط المادة النووية لمستويات أكثر. في هذه الأثناء سيحدث هنالك شبه توازن هيدروستاتيكي في حدود محيط النواة الداخلية سيساعد على تراص المواد و استمرار ترسبها ليبدأ بذلك مولد نجم نيوتروني فتي (proto-neutron star) يقدر حجمه آنذاك بـ 10 km . ما إن تنتشر موجة الاصطدام هذه عبر النواة الخارجية حتى تبدأ في بذل شيء من طاقتها في تفكيك أنوية الذرات إلى نويات دقيقة حرة (n, p) . و بما أن معدل تفاعلات الاقتران الإلكتروني مع البروتونات الحرة يكون جد معتبر مقارنة مع البروتونات وهي في حالة ارتباط داخل أنويتها (و الغنية بالنيوترونات)، فإن هذه التفاعلات من شأنها مباشرة بعد مرور موجة الاصطدام (أي ورائها مباشرة) أن تُنتج زخم كبيراً و هائل من النيوترونات $(n' s)$ و النوترينونات $(\bar{n}' s)$. فالنيوترونات ستبقى خلال النواة التي تبقى المادة فيها ملتحمة و متراسة خلال مرور الانهيار بها لتزيد و ترجح من نسبة النيوترونات كمكون سائد للمادة (neutronization of the matter) و لتساعد بذلك في ما بعد على تطوير حجم النجم النيوتروني الفتي، بينما جسيمات النوترينو فتستمر في حركتها و هي محتجزة و محتشدة مباشرة خلف موجة الاصطدام. ما إن تتجاوز موجة الاصطدام هذه العمق المرئي لنوترينو

$(R_n)^{15}$, حتى ينطلق جل ذلك الزخم الهائل من النوترينونات متحرر دفعة واحدة و بشكل عفيف (neutrino burst) (أنظر إلى الوثيقة 3-07-a).

إن الزمن الذي يستغرقه هذا التحرر العفيف يكون نسبيا قصيرا و خاطفا جدا حيث يعادل تقريبا الزمن الذي تستغرقه موجة الاصطدام (أقل من ~ 20 msec), و لهذا نجد أنه رغم أن قراءة قِمة دُرُوة شدة الإنارة (peak luminosity) تشير إلى أكثر من $3 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ نجد أن قيمة مجمل الطاقة المنبعثة في هذه العملية العنيفة هو فقط من رتبة 10^{51} erg (راجع الوثيقة 3-07-a).



الوثيقة 3-07: محاكاة لشدة الإنارة (a), و جذر تربيع متوسط طاقة النوترينو $\sqrt{\langle E_n \rangle^2}$ (b), بدلالة الزمن. المنحنيات بالخط المتقطع و الخط المستمر توافق نماذج استعملت فيها نجوم ذات $13 M_\odot$ و $40 M_\odot$ على الترتيب. بداية عد الزمن هي من لحظة ارتداد النواة (تشكل موجة الاصطدام).

إن هذا التحرر العفيف لجسيمات النوترينو يكون متزامنا تقريبا مع ظهور الأصناف الأخرى لنوترينو (أنظر إلى الوثيقة 3-07-b). ففي المناطق الحارة من مكان ارتداد موجة الاصطدام ستتشئ بوزيترونات (e^+) نسبية حراريا,

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (3-18)$$

لتؤدي هي الأخرى إلى ظهور مضاد النوترينو الإلكتروني ($\bar{\nu}_e$) عن طريق التفاعل,

$$e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (3-19)$$

أما نوترينونات الميون و النوتو (n_m, n_t) و مضادتها فنتج في هذه المرحلة عن طريق تفاعلات الفناء,

¹⁵ بنفكيك الأنوية إلى نوويات حرة سينخفض احتمال تفاعل النوترينو من ($\sigma \propto A^2$) إلى ($\sigma \propto A=1$) كما أن حتى موجة De Broglie لهذه النوترينونات ستعتبر كبيرة أمام حجم النوويات الحرة. كل هذا من شأنه أن يسمح و يمكن جسيمات النوترينو أن تعاود الإفلات من النواة.

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_{\mu\tau} + \bar{\nu}_{\mu\tau} \quad (3-20)$$

$$\nu_e + \bar{\nu}_e \rightarrow \nu_{\mu\tau} + \bar{\nu}_{\mu\tau} \quad (3-21)$$

و تفاعلات " Bremsstrahlung "

$$N + N' \rightarrow N + N' + \nu_{\mu\tau} + \bar{\nu}_{\mu\tau} \quad (3-22)$$

$$e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \nu_{\mu\tau} + \bar{\nu}_{\mu\tau} \quad (3-23)$$

و تفاعلات مثل،

$$\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (3-24)$$

$$\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu} \quad (3-25)$$

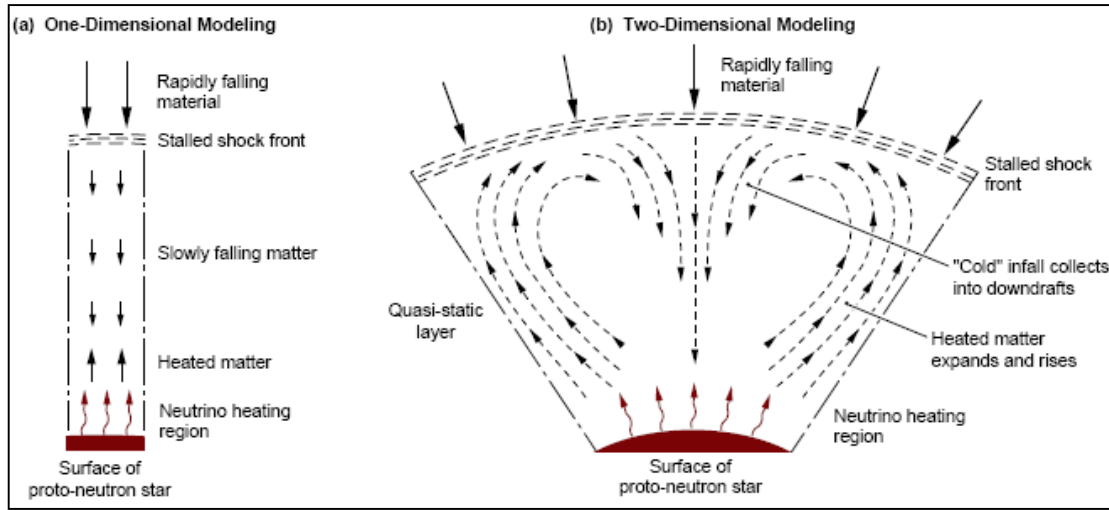
5.4.3 تخامد موجة الاصطدام و الانفجار الخاطف:

إن استمرار موجة الاصطدام في بذل و تضييع شيء من طاقتها من خلال تفكيك الأنوية (حوالي 8.8 MeV لكل نووية دقيقة (n, p)) سيؤدي مع مرور الوقت إلى استفاد جل طاقتها و تباطؤها و بالتالي تخامدها في النهاية و ذلك عند حدود $(R_S \sim 100 - 200 \text{ km})$. إذن لن يكون هنالك في الغالب و لغاية هذه اللحظة أي انفجار تسببه هذه الموجة. و لكن و في حالة تصادف خاص، لظروف فيزيائية، تتعلق أصلاً بالكتلة الأصلية للنجوم و الحالة الفيزيائية للمادة النووية « لينة (soft) أو قاسية (stiff) » و التي تساهم بدورها في تقدير كمية الطاقة التي ستحملها موجة الاصطدام) يمكن أن تتكوّن لدينا نواة مركزية جدا صغيرة نسبياً مقارنة بالحالات العادية أو ظهور مادة نووية في حالة فيزيائية جد لينة و بالتالي يمكن لما يسمى بالانفجار الخاطف أو السريع (prompt explosion) أن يعمل، حيث يمكن أن يكون هنالك الوقت الكافي لموجة الاصطدام أن تنتشر بسرعة نحو الخارج لتصل إلى حدود معطف النجم و غلافه لتعصف بهما في شكل انفجارا عظيم قبل أن تتباطأ و تتخامد.

6.4.3 تنشيط موجة الاصطدام (آليات التسخين) و الانفجار المتأخر:

بعد مرور بعض من أجزاء الثانية (milliseconds) على تخامد موجة الاصطدام ستتباطأ حركة المواد التي مرة بها موجة الاصطدام $(R_{NS} < R < R_S)$ لتساعد بذلك على نشوؤ شبه توازن هيدروستاتيكي يعتمد على نقل الحرارة من حدود سطح النجم النيوتروني الفتي الساخن إلى حدود جبهة موجة الاصطدام المتخامدة و العكس (تعرف هذه الآلية حالياً باسم " neutron finger convection " أنظر الوثيقة 3-08). آنذاك ستتتهز جاذبية النجم النيوتروني الفتي الفرصة لتطوير و زيادة حجمه بسحب المواد البطيئة المتاخمة لسطحه عن

طريق ما أُصطلح على تسميته بألية النمو الالتحامي (accretion of matter)¹⁶, وذلك بفعل غلبة قوة جاذبيته على قوة حركة التيارات الصاعدة المتاخمة لسطحه, و بالتالي فإن النجم النيوتروني الفتى سيتطور ليصبح نجم نيوتروني كامل (أو ناضجا إن صح القول) وذلك باكتمال تكون نواته (10 km, 10^{14} g cm⁻³) و معطفه (10^9 g cm⁻³, 80 – 100 km). و لكن إذا كانت كمية المادة التي ستسحبها جاذبية هذا النجم النيوتروني الفتى كبيرة كفاية ليتغلب ثقلها الكلي على قوى التناثر النووي التي تحمي نواته فسينهار النجم النيوتروني هو الآخر ليعطي ما يعرف بالنقرب الأسود و دون انفجار يذكر (راجع فقرة حياة وتطور النجوم الثقيلة).



الوثيقة 3-08: (a) من أجل التبسيط غالبا ما تحاك نجوم SN بنماذج البعد الواحد (نصف القطر " تناظر كروي "). إن في محاكاة تنقل الحرارة يمكن مكافئتها فيزيائيا بما يحدث من تنقل حراري بين طرفي أنبوب طويل, و لكن فعاليته لن تكون مجدية. (b) و لكن في حالة النماذج الثنائية البعد يكون تنقل تيارات المواد الباردة و الساخنة ممكنا (نزولا و صعودا على الترتيب) بشكل دوري و مستمر مما سيسمح بظهور آلية تدوير و تنقل حراري فعالة بين سطح النواة الخارجية و الطبقات الشبه راكدة التي تعلوها. حينها يمكن القول أن جزء من طاقة الارتباط الجاذبي لنواة النجم النيوتروني قد تحولت إلى عمل ميكانيكي [42].

في هذه الأثناء و في حالات عدم تحقق شروط انهيار نواة النجم النيوتروني ستكون هذه الأخيرة حارّة و كثيفتا جدا مما سيسمح بإنتاج جسيمات النوترينو ذات الطاقات عالية (high-energy-neutrinos) و لكل الأصناف الممكنة. و مع استمرار تدفق هذه النوترينونات ستحمل خلال إفلاتها من داخل نواة النجم النيوتروني مجموع جل طاقة الارتباط الجاذبي المسببة للانفجار أصلا (99%), و لكن لتفقد شيء منها (~ 10% – 5) بعد ذلك أثناء عبورها و تفاعلها مع مواد

¹⁶ في هذه الأثناء هنالك من رشح أن ميكانيكا النمو الالتحامي ستعتمد إلى رفع درجة حرارة تلك المناطق الواقعة خلف موجة الاصطدام و المتكونة أساسا من نوويات حرة و الالكترونات و فوتونات و بالتالي ستؤدي إلى إنتاج كل أصناف النوترينو و مضداتها عبر التفاعلين (3-20) و (3-25) لتتمكن بعدها من الانتشار خارج النجم لنرها على شكل حديبة الجمل في منحنى شدة الإنارة لنوترينو (الوثيقة 3-11) وذلك لكونها تقع خارج كرة النوترينو R_n .

بقية أجزاء النجم. تعرف هذه العملية بمرحلة تبريد النجم النيوتروني "cooling proto-neutro star".

إن معدل تفاعل جسيمات النوترينو مع النويات الدقيقة الحرة (n, p) يكون معتبرا مقارنتا مع وهي في حالة ارتباط داخل أنويتها،

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad , \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3-26)$$

مما يعني أن معدل فقدان طاقة هذه النوترينونات خلال تفاعلها مع المناطق التي تحوي هذه النويات الحرة ($R_{NS} < R < R_S$) سيكون كبيرا مقارنتا مع تلك المناطق التي تقع ما بعد جبهة موجة الاصطدام ($R_S < R$) والتي تكون نوياتها الدقيقة مرتبطة في أنويتها. هذا كله من شأنه أن يعمل تدريجيا على زيادة حرارة و تمدد هذه المناطق التي تقع مباشرة وراء جبهة موجة الاصطدام¹⁷. تسمى هذه العملية بالآلية النوترينو لتسخين (neutrinos heating mechanism) حيث أن معدل الطاقة التي يتم نقلها لكل النويات الدقيقة الواقعة على نفس مستوى سطح الكرة R يمكن تقديره بالعلاقة التالية:

$$Q_\nu^+ \equiv \frac{L_\nu \sigma(\varepsilon_\nu) Y_N}{4 \pi R^2} \sim 53 \left(\frac{L_\nu}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{\varepsilon_\nu}{15 \text{ MeV}} \right)^2 \left(\frac{R}{150 \text{ km}} \right)^{-2} \left(\frac{Y_N}{1.0} \right) \left[\frac{\text{MeV}}{\text{s} \cdot \text{nucleon}} \right] \quad (3-27)$$

L_n : شدة إنارة النوترينو النموذجية.

e_n : متوسط طاقة جسيمات النوترينو.

$S(e_n)$: عبارة القطاع الفعال للتفاعلين السابقين المسؤولين عن هذه الآلية.

Y_N : يساوي بالتقريب 1 في هذه المرحلة لأن غالبية الأنوية تكون قد تفككت إلى نويات دقيقة.

كما أن مقدار طاقة الارتباط الجاذبي لكل هذه النويات الدقيقة يمكن وصفه بالعلاقة التالية:

$$-\frac{G M_{NS} m_u}{R} = -8.7 \left(\frac{M_{NS}}{1.4 M_\odot} \right) \left(\frac{R}{150 \text{ km}} \right)^{-1} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{nucleon}} \right] \quad (3-28)$$

M_{NS} : الكتلة النموذجية لنجم النيوتروني $1.4 M_\odot$

و بالتالي فإن استمرار هذه الآلية من شأنه أن يزيد من حرارة هذه المناطق (الفقاعة الحارة) لتبدأ هي بدورها في التمدد مؤديتا إلى ارتفاع الضغط مباشرة وراء جبهة موجة الاصطدام حتى يصل في النهاية (قد يستغرق $\sim 160 \text{ ms}$) إلى المقدار و الطاقة الكافية لإعادة تنشيط و إحياء موجة الاصطدام لتنتشر من جديد نحو حدود معطف النجم و غلافه و لتعصف بهما على شكل انفجار عظيم و جد عنيف، أو ما نشاهده اليوم و نسميه بانفجارات نجوم SN.

¹⁷ يطلق غالبا على هذه المناطق بالفقاعة الساخنة "hot bubble" [17].

في حقيقة الأمر، إن تفاعلات آلية التسخين يتزامن حدوثها مع ظهور تفاعلات معاكسة لها تعتمد على تبريد مواد الفقاعة الساخنة وهذا وفق المعدل:

$$Q_v^- = -\sigma(T) a c T^4 \quad (3-29)$$

T : حرارة المواد التي تحدث خلالها هذه التفاعلات.

$s(T)$: عبارة القطاع الفعال لامتصاص النوترينو.

$a = 7/16 \times 1.37 \cdot 10^{26} \text{ erg cm}^{-3} \text{ MeV}^4$: ثابت كثافة إشعاع جسيم النوترينو.

C : سرعة الضوء في الفراغ.

وهذا بالتأكيد من شأنه أن يؤخر من زمن حدوث هذا الانفجار بحوالي 1 sec، أي أن هذا الانفجار سيتأخر عن الانفجار الخاطف المشار إليه سابقاً ($O(10 \text{ msec})$).

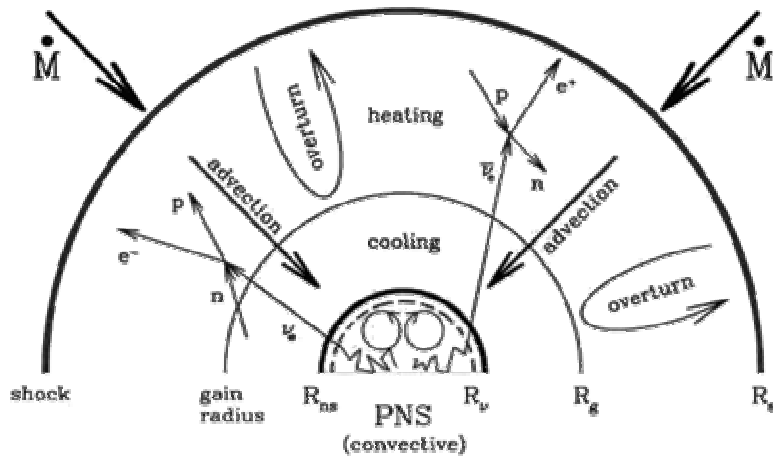
جدير بالذكر هنا أن تزامن حدوث هذه التفاعلات (تسخين - تبريد) و اختلاف معدلاتها سيؤدي

إلى ظهور ما يعرف بنصف قطر الريح R_g (gain radius)¹⁸,

$$R_g \equiv Q_v^+ - Q_v^- = Q_v^+ \left[1 - \left(\frac{2R}{R_v} \right)^2 \left(\frac{T}{T_v} \right)^6 \right] = 0 \quad (3-30)$$

$$R_g = \sqrt{\frac{(2R_s)^3}{R_v} \left(\frac{T_s}{T_v} \right)^3}$$

بحيث أن المناطق التي يكون فيها $R < R_g$ تكون فيها الغلبة لتفاعلات التبريد بينما عند المناطق التي يكون فيها $R > R_g$ تكون فيها الغلبة لتفاعلات التسخين (أنظر الوثيقة 3-09).



الوثيقة 3-09: مخطط لنواة النجم خلال مرحلة إحياء و معاودة تنشيط موجة الاصطدام. M يمثل القوى المطبقة بفعل نقل الطبقات الخارجية أما كل من R_{ns} , R_v , R_g , R_{Fe} فهي معروفة من النص.

¹⁸ هنالك بعض الاعتبارات التي أخذت لتبسيط العبارة [16].

في الأخير يجدر بنا الإشارة أنه حالياً يدور هنالك نقاش و تدول لآراء مفادها أن آلية النوترينو لتسخين يمكن أن تكون غير كافية لتوفير الطاقة اللازمة لإعادة تنشيط موجة الاصطدام و حتى و إن أعيد تنشيطها فإنها ستحقق انفجاراً و لكن عادياً و ليس عنيفاً أو مهولاً كما هو مشاهد. فاقترحت هنالك آليات أخرى يمكن أن تساعد و تساهم بنسب مختلفة في هذا التنشيط و بالتالي الوصول إلى تحقيق الطاقة الكافية لإعادة التنشيط. فهناك من اقترح آلية النقل الحراري المذكورة أنفاً و التي يعتقد أن لها دوراً لا يمكن تجاهله و لا إهماله من حيث توفير الطاقة الإجمالية و اللازمة لمعاودة التنشيط، كما أنها يمكن أن تؤدي إلى حدوث انفجار غير متناظر و بالتالي ستكون لها أهميتها في تفسير ذلك الاختلاف بين مظاهر بعض الانفجارات المشاهدة (متناظرة أحياناً و غير متناظرة أحياناً أخرى). و هنالك من أضاف علاوة على كل هذا، الطاقة الصوتية أو الأمواج الميكانيكية الناجمة عن اهتزازات و ترواحات مرحلة النمو الالتحامي لنجم النيوتروني (accretion). و هنالك حتى من طرح و جرب آليات أخرى تماماً تعمل كلها في النهاية على تحقيق الانفجار و النهاية المشاهدة. من بينها حركة دوران النجم النيوتروني و تفاعله مع حقله المغناطيسي القوي و الشديد.

تجرى حالياً محاولات عدة و في شكل مجموعات عمل في محاكاة جميع هذه الاقتراحات و ذلك بالاستعانة بنماذج ثنائية و حتى ثلاثية الأبعاد و التي تتطلب أكثر فأكثر أجهزة حواسيب و معدات جد قوية و سريعة يمكنها أن تواكب تعقيد و ضخامة تنفيذ هذه البرامج و النماذج، و التي ربما لم تكن متوفرة من قبل.

7.4.3 خصائص الانفجار:

إذن في نهاية الأمر، يمكن للنجوم الثقيلة أن تنتهي حياتها بانفجار جد عظيم يخلف وراءه نجماً نيوترونياً زائد انطلاق و تحرر كمية جد هائلة من الطاقة تعادل بالتقريب طاقة الارتباط الجاذبي لنجم النيوتروني (من رتبة 10^{53} erg)،

$$\Delta E = \left(-G \frac{M^2}{R} \right)_{GS\ core} - \left(-G \frac{M^2}{R} \right)_{NS} \quad (3-31)$$

$$\Delta E = E_{grav} \sim \frac{3}{5} \frac{G M_{NS}^2}{R} \sim 3 \times 10^{53} \left(\frac{R_{NS}}{10\ Km} \right)^{-1} \left(\frac{M_{NS}}{1.4 M_{\odot}} \right)^2 \text{ erg} \quad (3-32)$$

GR : نجم العملاق الأحمر.

NS : النجم النيوتروني.

تتبدد كل هذه الطاقة إلى الأشكال الممكنة التالية [20]:

- طاقة تستهلك أثناء تفاعلات photodisintegration $\sim 6 \times 10^{51}$ erg
- طاقة حركية للكتلة المقذوفة $E_c = \frac{1}{2} M_{ej} v^2$ $\sim 10^{51}$ erg
- طاقة في هيئة انبعاثات فوتونية كهرومغناطيسية $\sim 10^{50}$ erg
- طاقة تحملها موجة الاصطدام $\sim 2 \times 10^{51}$ erg
- طاقة على شكل تدفق هائل لجسيمات النوترينو $\sim 0.5 \times 10^{53}$ erg

يمكننا أن نلاحظ إذن أن غالبية طاقة الانفجار ستحرر على شكل تدفق مهول لجسيمات النوترينو (99%) و القسط الضئيل منها هو فقط ما سيمثل الانفجار المرئي (الانبعاثات الضوئية الكهرومغناطيسية) (0.01%) و الطاقة الحركية لتدفق الحطام (1%) الذي يمكننا مشاهدته غالبا بالعين المجردة و هو بضبط ما رآه و دونه قدماء الصينيون.

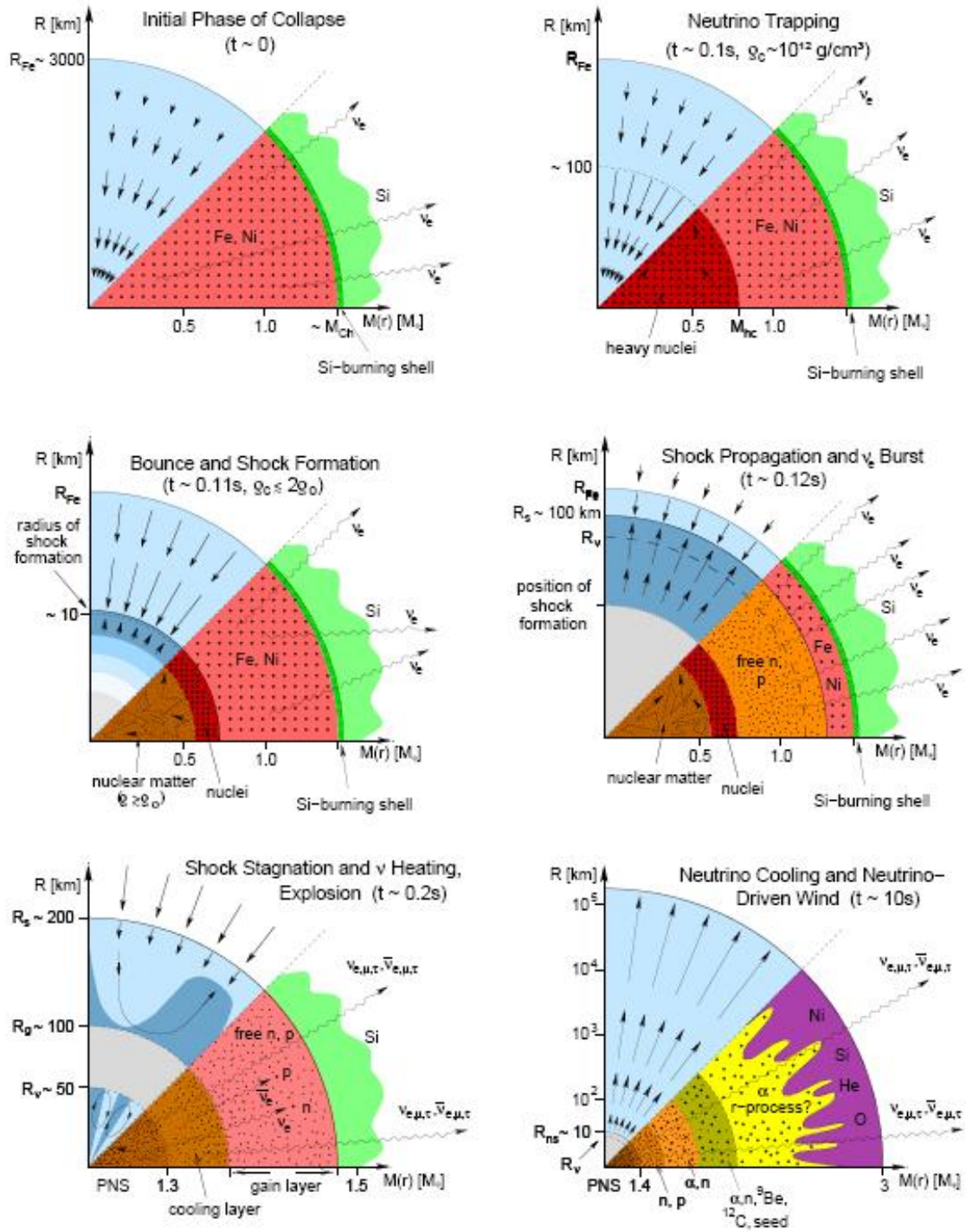
في النهاية سنقدم الوثيقة 3-10 كتلخيص و تصوير لكل ما قلناه في شكل مقاطع من محاكاة [17] تركز على أهم المراحل مع إظهار أهم مميزات خصائصها الفيزيائية و الميكانيكية.

5.3 تدفق طيف نوترينو المستعرات العظمى و خصائصه:

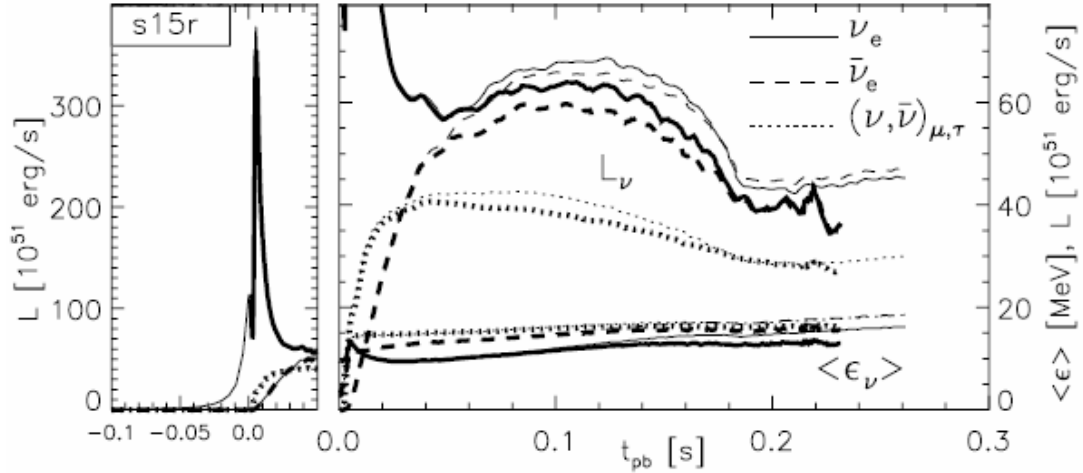
سنحاول الآن التطرق إلى مناقشة تفاصيل تدفق طيف إنارة النوترينو الملاحظ من انفجارات نجوم SN, و ذلك بتفسيره على ضوء ما رأيناه من مراحل سيناريو الانفجار. في حقيقة الأمر إن طيف النوترينو الملاحظ يعودا أصلا و يتسلسل كالتالي (أنظر إلى الوثيقة 3-11):

أولا: إلى غاية مرحلة الانفجار الخاطف يمكننا اصطلاح طورين اثنين لانبعثات تدفق جسيمات النوترينو, أولها سيبدأ في صورة ذلك التحرر الخاطف و الكثيف لجسيمات النوترينو الالكتروني و المتعلق أصلا بتجاوز موجة الاصطدام للعمق المرئي لنوترينو R_n , و لكن و لقصر زمنه فإن كمية ضئيلة من الطاقة و العدد الليبتون ستحرر خلالها, ليليه مباشرة (يكاد أن يكون بالتقريب في نفس الوقت) ذلك الانبعث الحراري و الأقل كثافة لكل أصناف النوترينو و الذي سيستغرق بعض من الثواني. إن العدد الإجمالي لانبعثات جسيمات النوترينو لغاية هذه المرحلة سيتجاوز بالتقريب برتبة واحدة العدد الليبتوني الأصلي الموافق لمرحلة بداية الانهيار.

ثانيا: و ما بعد مرحلة الانفجار الخاطف امتداد إلى غاية الانفجار المتأخر هنالك من رشح انبعثات مرحلة النمو الالتحامي (accretion phase) التي ستعتمد على تمديد فترة الانبعثات الحرارية لكل أصناف النوترينو إلى حوالي نصف الثانية (hump). و هنالك من رشح مرحلة تبريد النجم النوتروني و التي ستؤدي هي الأخرى لانبعثات حرارية و لكل الأصناف الممكنة.



الوثيقة 3-10: مخطط يصور التسلسل الزمني لمختلف مراحل الانفجار، من بدايته بالانهيار الجاذبي و مروراً بالدور الجوهري لجسيمات النوترينو إلى غاية حدوث الانفجار المتأخر و ظهور معالم و حدود النجم النيوتروني. النصف العلوي من كل صورة يظهر الظروف و الحالات الديناميكية لكل مرحلة (مجموعة الأسمه تمثل أشعة السرعة)، بينما النصف السفلي فيخبر إجمالاً عن النمط و التركيب النووي للطبقات و عن أنواع التفاعلات (النوية و الضعيفة) التي تحدث فيها. المحور الأفقي مخصص لتعيين الكتل؛ M_{Ch} تمثل كتلة Chandrasekhar و M_{hc} تمثل كتلة النواة الداخلية التي تنهار في شكل متمائل و بالسرعة الدون صوتية، بينما المحور العمودي فيحدد أنصاف الأقطار الموافقة، حيث أن R_{Fe} ، R_s ، R_v ، R_{ns} ، R_g تمثل أنصاف الأقطار لكل من نواة النجم الحديدية، موجة الاصطدام، كرة النوترينو (التي تحدد عمقه المرئي)، النجم النيوتروني و نصف قطر الريح على الترتيب.



الوثيقة 3-11: محاكاة لطيف إنارة و متوسط الطاقة لكل من ν_e , $\bar{\nu}_e$ و $(\bar{\nu}, \nu)_{\mu, \tau}$ بدلالة الزمن أين تظهر المرحلة الأولى (الشق الأيسر) و الثانية (الشق الأيمن) من إنبعثات النوترينو بوضوح. الخط الخفيف هنا هو لنموذج أحدي البعد وضع هنا للمقارنة.

صحيح أن معدل طاقة كل صنف نوترينو يختلف من صنف نوترينو إلى آخر (سنرى ذلك في الفقرة الموالية)، و لكن و لاعتبارات موضوعية، يمكننا أن نعتبر إجمالاً أن كمية الطاقة المتوسطة هي نفسها لجميع أصناف النوترينو. و بالتالي يمكننا أن نستخلص كمية الطاقة المتوسطة لكل نوترينو (ν_e) عن طريق قوانين إشعاع الجسم الأسود و الحرارة الفعلية T_{eff} :

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{\Delta E}{4 \pi R_{\text{eff}}^2 \tau} \times \frac{1}{\sigma} \times \frac{1}{(7/8)g_\nu} \right)^{1/4} \quad (3-33)$$

s : ثابت Stefan-Boltzmann $\approx 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$

$g_\nu/2$: عدد أصناف النوترينو .

R_{eff} : نصف قطر السطح المشع $\sim 10 \text{ km}$.

t : الزمن المقدر لمرحلة تبريد النجم النيوتروني $5 - 10 \text{ s}$.

و عليه:

$$T_{\text{eff}} \approx 3 \text{ MeV} \Rightarrow \langle \epsilon_\nu \rangle = 3.15 \langle T_{\text{eff}} \rangle \approx 10 \text{ MeV} \quad (3-34)$$

إذن فإن كمية تدفق جسيمات النوترينو تقديراً هي:

$$\Phi_\nu = \frac{\Delta E}{\epsilon_\nu} \approx 2 \times 10^{58} \quad [\nu] \quad (3-35)$$

كما قلنا سابقاً في الحقيقية ليس لجميع أصناف النوترينو نفس متوسط الطاقة و ذلك بسبب اختلاف مصادر العتمة (opacity sources) لكل صنف و بالتالي اختلاف نصف قطر كرة النوترينو (R_ν) لكل صنف. ففي البداية نجد أن متوسط الطاقة لكل من النوترينو الإلكتروني (ν_e) و مضاده $(\bar{\nu}_e)$ هو نفسه و ذلك بسبب توازن مصادر العتمة (أي التفاعلين).

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad , \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3-36)$$

و لكن مع مرور الوقت سيقبل عدد البروتونات أكثر فأكثر مما سيؤدي إلى تفاعل مضاد النوترينو الالكتروني فقط عن طريق التيارات المتعادلة (NC) و بالتالي opacity أقل, أي أن نصف قطر كرة النوترينو الموافق لـ ($\bar{\nu}_e$) أقل من نصف قطر كرة النوترينو الموافق لـ (ν_e) و بالتالي:

$$\langle E_{\bar{\nu}} \rangle > \langle E_{\nu} \rangle \quad (3-37)$$

في حالة (n_{mb}, n_t) و مضاداتها (يمكن أن نرسم لها جميعا بـ (ν_x) لأن لها نفس الظروف) فيمكنها أن تتفاعل فقط وفق التيارات المتعادلة (NC) و ذلك لعدم توفر طاقة كافية لإنتاج جسيمات الميون (μ) و التاو (τ). و بالتالي فلها أضعف قيمة من الـ opacity و أقل نصف قطر كرة نوترينو ممكن (أي أكبر طاقة). بالتقريب يمكننا أن نلخص كل هذه النتائج كما يلي¹⁹:

$$\langle R_{\nu_e} \rangle > \langle R_{\bar{\nu}_e} \rangle > \langle R_{\nu_x} \rangle \quad (3-38)$$

$$\langle E_{\nu_e} \rangle \approx 10 \text{ MeV} > \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \approx 15 \text{ MeV} > \langle E_{\nu_x} \rangle \approx 20 \text{ MeV} \quad (3-39)$$

علاوة على كل ذلك فان طيف الإصدار لجسيمات النوترينو لا يكون طيفا حراري²⁰ أي لا يتطابق مع ما هو معروف من خصائص طيف إصدار الجسم الأسود (توزيع Fermi-Dirac),

$$\frac{dN}{dE} = \frac{120 \cdot L}{7 \cdot \pi \cdot T^4} \cdot \frac{E^2}{e^{\frac{E}{T}} + 1} \quad (3-40)$$

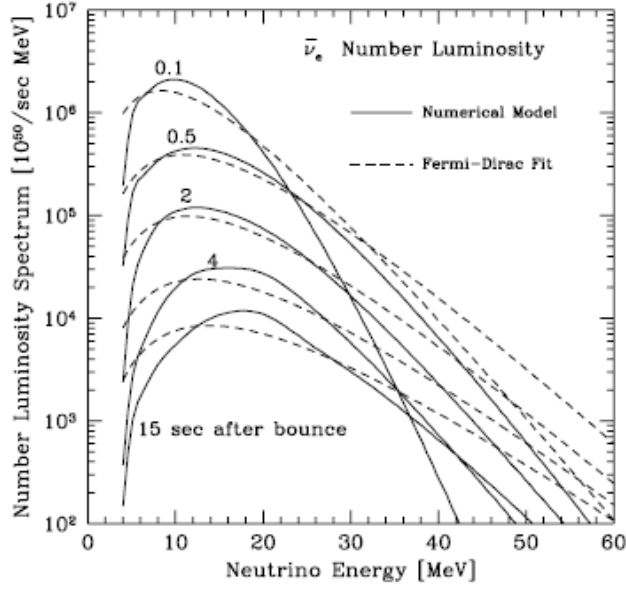
T : الحرارة الفعلية و تساوي بالتقريب إلى 3.1514 $\langle E \rangle$.

$$L : \text{الإضاءة الكلية} = \int_0^{\infty} E \cdot \frac{dN}{dE} \cdot dE$$

إذ يكون منحرف (مشوه) عنه في القيم الحدية للطاقة (أنظر الوثيقة 3-12). و ذلك يعود أصلا لكون أن نصف قطر كرة النوترينو (R_{ν}) يزداد مع زيادة طاقة النوترينو و لكن من جهة أخرى تتناقص الحرارة مع ازدياد (R_{ν}) و حتى الكثافة و لكن بشكل أسرع من $1/r$. و لهذا السبب كان الحل هو في التلاعب في بعض من الشيء في عبارة توزيع Fermi-Dirac و ذلك بإدخال ثابت أو برماتر جديد يصحح أو بالأحرى يخفف من هذا التشويه أو الاختلاف. حاليا توجد عبارتين كثيرتا الاستعمال, أولهما أخذت من محاكاة تهدف إلى دراسة SN1987A كتلته $20M_{\odot}$,

$$\frac{dN}{dE} = \frac{L}{F(\eta) \cdot T^4} \cdot \frac{E^2}{e^{\frac{E}{T} - 1} + 1} \quad (3-41)$$

¹⁹ يمكن أن تختلف القيم العددية لمتوسط الطاقة في مراجع أخرى بعض الشيء و لكن المهم هو هذا الترتيب.
²⁰ تستمد طاقة النوترينو المتحرر من التوازن الحراري مع حرارة المادة التي هو فيها (أي العمق الذي هو فيه (R_{ν})).



الوثيقة 3-12: محاكاة لطيف توزيع الطاقة لمضاد النوترينو الإلكتروني $\bar{\nu}_e$. الزمن المستغرق بعد عملية الارتداد هو مبين على كل منحنى. الخط المنقطع يوافق توزيع Fermi-Dirac الذي له نفس الخصائص (نفس الإنارة و متوسط الطاقة) للمقارنة مع نتائج المحاكاة.

$$F(\eta) : \text{هي دالة تساوي إلى } \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^{x-\eta}+1} \cdot dx$$

$$T : \text{الحرارة الفعلية و تساوي بالتقريب إلى } \frac{\langle E \rangle}{3.1514+0.1250 \cdot \eta + 0.0429 \cdot \eta^2 + O(\eta^3)}$$

η : هو برامتر الذي يتحكم في تعديل التشويه حيث قيمه النموذجية تتراوح ما بين $(0-3)$ $\eta_{\nu_e, \bar{\nu}_e} =$ و $\eta_{\nu_x} = (0-2)$. يمكننا هنا أن نعمل على اختيارات المقال [16] حيث $\eta_{\nu_e} \cong 2, \eta_{\bar{\nu}_e} \cong 3, \eta_{\nu_x} \cong 1,$ الآن ثانيهما: [19,18]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{(1+\beta)^{1+\beta} \cdot L}{\Gamma(1+\beta) \cdot \bar{E}^2} \cdot \left(\frac{E}{\bar{E}}\right)^\beta \cdot e^{-(1+\beta) \cdot \frac{E}{\bar{E}}} \quad (3-42)$$

حيث \bar{E} , L و β تمثل الطاقة الكلية المنحررة على هيئة تدفق النوترينو، الطاقة المتوسطة لنوترينو و بارامتر الذي يتحكم في تعديل هيئة التوزيع على الترتيب. يمكننا أن نستعين هنا بالقيم الذي عمل عليها كل من المرجعين [26, 25] (أنظر إلى الجدول 3-03)،

الجدول 3-03: القيم العددية لكل من \bar{E} , L و β حسب المرجعين 25 و 26.

| L_{ν_x} [erg] | $L_{\bar{\nu}_e}$ [erg] | β_{ν_x} | $\beta_{\bar{\nu}_e}$ | \bar{E}_{ν_x} [MeV] | $\bar{E}_{\bar{\nu}_e}$ [MeV] | الكتلة [M_{\odot}] | المرجع |
|----------------------|----------------------------|-----------------|-----------------------|----------------------------|----------------------------------|---------------------------|--------|
| 5.0×10^{52} | 4.9×10^{52} | 1.8 | 3.8 | 21.6 | 15.4 | 20 | [25] |
| 5.0×10^{52} | 5.0×10^{52} | 2.2 | 3.7 | 14.1 | 11.4 | 11 | |
| 5.0×10^{52} | 5.0×10^{52} | 2.2 | 3.7 | 14.1 | 11.4 | 15 | [26] |
| 5.0×10^{52} | 5.0×10^{52} | 2.2 | 3.6 | 14.4 | 11.9 | 20 | |

6.3 مثال: المستعر الأعظم "SN1987A"

في 23 فبراير من عام 1987, تمكنا من متابعة انفجار نجم من الصنف SN-II وقع في غيمة Magellan العظمى (تعتبر من التوابع المصاحبة لمجرتنا "درب التبانة") و التي تبعد عنا بحوالي 50 kpc, و الذي أطلق عليه فيما بعد اسم " SN1987A ". لقد تم ملاحظة خط الهيدروجين في طيف هذا النجم (و بالتالي فهذا تأكيد على أنه من الصنف II) لكن الشيء الذي فاجئ الجميع هو كون أن هذا الانفجار هو في الحقيقة ناجم عن انفجار نجم عملاق أزرق (و الذي كان معروفا تحت اسم "Sanduleak-69°202", كتلته حوالي $20M_{\odot}$) عوض عملاق أحمر و الذي كن نظنه آنذاك أنه هو الوحيد الذي يمكنه أن ينتهي على هذا الشكل (SN). يمكن تفسير هذا الأمر بقلة تواجد العناصر المعدنية في تكوين هذه النجوم (اقل بثلاث مرات من التي هي معروفة بها شمسنا) و بالتالي ستفقد هذه النجوم الكثير من المادة عن طريق الإنبعاثات الخارجية (الرياح النجمية) الكثيرة لتؤدي في النهاية لتحول العملاق الأحمر إلى عملاق أزرق. في حالتنا هذه يقدر الزمن الذي استغرقه SN1987A في التحول من عملاق أحمر إلى أزرق بحوالي 20 ألف سنة. كما أن كل تلك المادة التي فقدتها يتوقع أن تيليسكوب هابل تمكن من رصدها على شكل حلقة تحيط بمكان الانفجار(حاول مشاهدة هذه الصورة). إن كمية الطاقة الكلية المتحررة أثناء هذا الانفجار هي في حدود $1.4 \pm 0.6 \times 10^{51}$ erg كما أن كمية التدفق عند الأرض يمكن تقديرها بـ:

$$\Phi_{\text{vEarth}} = \frac{\Phi_{\text{v}}}{4 \pi d^2} \approx 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \quad (3-43)$$

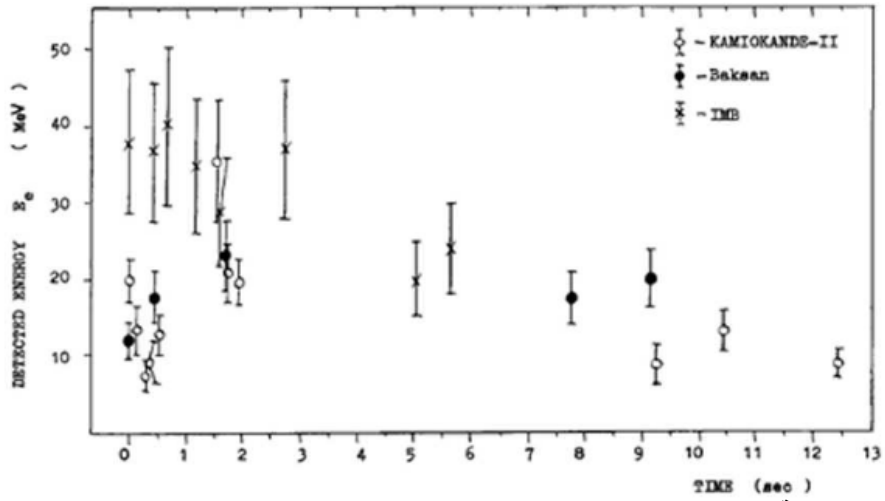
d : البعد عن الأرض.

تمت متابعة هذه الحادثة عبر مجموعة من الكواشف المثبتة (تحت سطح الأرض) في أماكن مختلفة من العالم آنذاك:

- " KAMIOKANDE-II " في جزيرة اليابان تمكن من التقاط 11 v.
- " IMB " في الولايات المتحدة الأمريكية تمكن من التقاط 7 v.
- " Baksan " في روسيا تمكن من التقاط 5 v.

و كانت النتائج و البيانات المتحصل عليها جد مهمة لمهتمين و الباحثين في فيزياء النوترينو (خاصة مع المسائل الجديدة و المطروحة اليوم) و فيزياء الكون و طرق رصده. و لكن سوف نقتصر هنا في التركيز على طاقة النوترينو فقط لأنه العامل الوحيد الذي يهمننا في تقييم قيمة الجرعة التي يمكن لهذه النوترينونات أن تحدثها (الوثيقة 3-13)²¹.

²¹ يمكننا أن نلاحظ من الوثيقة أن أقصى طاقة ممكنة تم التقاطها هي في حدود 40 Mev (IMB), و بالتالي من أجل نجوم أكبر كتلة و حجما يمكن أن نتحصل على طاقات أكبر فأكثر قد تصل إلى 70 MeV.



الوثيقة 3-13: طاقة جميع جسيمات النوترينو المكتشفة عند 7:35 UT من 23 فبراير 1987. إن زمن التقاط أول نوترينو هي لحظة بداية العد بالنسبة للبقية ($t_0 = 0$).

V V V

الفصل 4

تأثيرات تدفق نوترينو المستعرات العظمية على الأرض

سنحاول في هذا الباب طرح و عرض مسألة أثر تدفق جسيمات النوترينو المنبعثة من انفجارات نجوم SN خلال اختراقها و تعرضها للأرض و ما مدى خطورتها خصوصا على أشكال الحياة على الأرض (هنالك من رشحها أو حتى من أقرّها بأنها المسبب الرئيسي لحدوث الانقراض الكبير منذ حوالي 600 مليون سنة الفارطة)، و ذلك أولاً باستعراض مُجْمَل لأهم الأعمال التي تعرضت لهذه المسألة بالدراسة و المناقشة و ذكر و تلخيص أهم نتائجها و تخميناتها، و التي نذكر منها عمل كل من Collar (1995) [32] و عمل Cossairt و البقية (1997) [33]. ثم سنحاول النيش فيها (أعتقد أدق) و التركيز على ما يمكن أو يجوز لنا إعادة مناقشته و التدقيق فيه و ذلك على ضوء ما هو جديد و مستجد اليوم.

لكن قبل التعرض لهذين العمليين لا بأس أن نمهد إلى ذلك باستعراض عمل نشر بعد 5 سنوات من هذين العمليين [21] و الذي أكد صراحة عن وجود بقايا انفجارات نجوم SN على الأرض و بالتالي سيعزز من جديد من أهمية هذه المسألة و حتى علاقتها بمواضيع بحث أخرى مهمة في فيزياء اليوم (كدراسة و قياسية الخصائص الفيزيائية الجديدة لجسيم النوترينو).

1.4 بقايا المستعرات العظمى على الأرض:

إن الفقاعة المحلية (حيز كبير من الفراغ يصل أطول امتداداته إلى 150 pc تملئه كثافة ضعيفة من الغاز الساخن $T \approx 10^6$ K) التي تحوي و تحيط بمجموعتنا الشمسية؛ من المتوقع أنها ناتجة عن سلسلة أو مجموعة من انفجرت نجوم SN خلال 10 مليون سنة الفارطة [28], و رغم ضعف احتمال هذا الاقتراح بسبب ندرة نجوم SN في مجرتنا؛ إذ من النادر أن تنفجر كل هذه النجوم بشكل متعاقب و متسلسل و في حيز تكون فيه قريباً من بعضها البعض بشكل كافٍ, ليؤهلها أن تنتج لنا حيزاً كبيراً من الفراغ كما هو عليه الحال مع فقاعتنا المحلية, و لكن من جهة أخرى نجد أن مجموعات النجوم المقترنة أو المرفقة OB (star association)²² تحتوي على حوالي 20% من إجمالي نجوم SN المتوقعة و بالتالي ستضمن انفجارات SN جد قريبة و مقترنة في مكان و زمان حدوثها.

برصد تحركات جميع مجموعات النجوم المقترنة OB القريبة منا حالياً, يمكننا أن نستقرئ مسارها في الزمن الماضي, لنجد أن مجموعة النجوم المقترنة OB المسماة بالعقرب-قنطورس (Scorpius-Centauri) هي الوحيدة التي يمكن أن توفر أو تنتج نجوم SN بالشكل الكاف و الملائم من حيث العدد و المكان لتكون المسبب الرئيسي لنشأة الفقاعة المحلية الملاحظة حالياً. يمكن تقسيم هذه المجموعة (العقرب - قنطورس أو اختصاراً Sco-Cen) إلى ثلاث مجموعة جزئية هي:

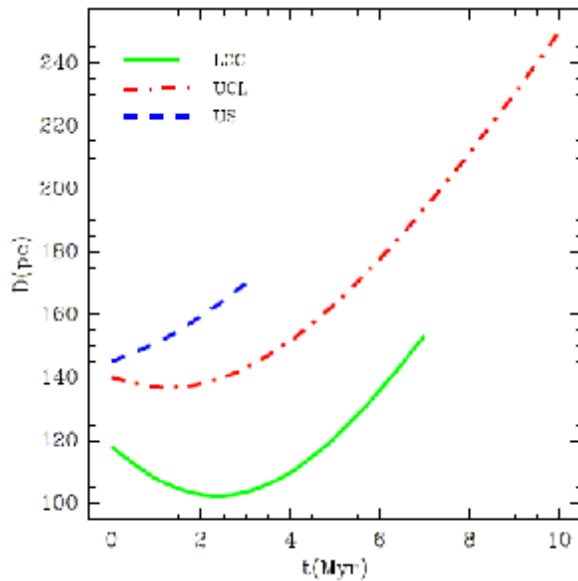
- (LCC) Lower Centaurus Crux
- (UCL) Upper Centaurus Lupus
- (US) Upper Scorpius

و بمقارنة العدد الحالي للنجوم الموجودة في هذه المجموعات الجزئية مع النموذج النظري المعتمد الذي يصف نشأة النجوم و تطورها, يمكن أن نحدد من 3 - 5 مليون سنة من بداية نشأتها, كزمن أول ظهور لنجوم SN في هذه المجموعات الجزئية, أي 7 - 8, 10 - 11 و 2 - 3 مليون سنة على الترتيب لكل مجموعة جزئية. أي بمعدل ثابت قدره ~ 1 SN لكل مليون سنة.

بتمثيل بُعد هذه المجموعات الجزئية عن الأرض (أنظر الوثيقة 4-01) خلال الحقب الزمنية التي نتوقع أن تكون فيها انفجارات نجوم SN نشطة و قريبة (منذ 2 - 3 مليون سنة), نجد أن مركز المجموعة LCC كان على بعد ~ 100 pc من المنظومة الشمسية. أي يمكن لأطراف امتدادها أن

²² و هي عبارة عن مجموعة كاملة من النجوم المرتبطة و القريبة من بعضها البعض حيث تتطور و تسبح في الفضاء الخارجي و هي محافظة نسبياً على مكانها أو مسقطها في القبة السماوية.

يصل حتى إلى ~ 40 pc فقط من الأرض إذا راعينا إمكانية تقريب توزيع امتداداتها بدالة فوسية ذات عرض $\sigma = 25 - 30$ (أقصى عرض 2σ).



الوثيقة 4-01: تطور المسافة بين الشمس و مركز المجموعات الجزئية المكونة لمجموعة (Sco-Cen) خلال 11 مليون سنة الفارطة. كل مجموعة جزئية خطة أو رسمت مسافاتنا فقط من أجل الحقب التي تكون فيها SN متكونة و نشطة.

إن حدوث أي انفجار قريب من الأرض لنجم من نجوم SN يمكن أي يخلف بقايا غير عادية في السجل الجيولوجي للأرض، و ذلك عن طريق بقايا الحطام المنبعث أثناء هذه الانفجرات. Knie و البقية [22] خلال بحث لهم في القشرة الأرضية من عمق المحيط. وجدوا أن البيانات و القياسات المستخرجة تشير إلى وجود طبقتين تحتويان على زيادة معتبرة و غير طبيعية²³ لأحد نظائر عنصر الحديد ^{60}Fe ، يقدر زمنها ~ 0 - 2.8, 3.7 - 5.9 مليون سنة. فخلصوا إلى أنّ هذه الزيادة " N_{obs} " (الطبقة الثانية بالتحديد) لا يمكنها أن تكون إلا بفعل انفجار قريب (~ 30 pc) لنجم من نجوم SN منذ حوالي ~ 5 مليون سنة. أما الطبقة الأولى فاقترحوا مبدئي الأجزاء المشعة أو النشطة إشعاعيّ بذرات الحديد المتاخمة لمحيط الشمس (radioactive background of iron). يمكن أن نلاحظ هنا أن المجموعة (Sco-Cen) تتوافق و تتقاطع بشكل مناسب و التخمينات المطروحة في تفسير هذه الزيادة في زمنها و بُعد حدوثها.

في غالب الأحيان من الصعب أن يصل حطام انفجارات نجوم SN (تكون على شكل قطع من الحطام تنتهشم خلال انتشارها في الفضاء مشكلتا سحبات من الغبار و الغاز) إلى مدار الأرض ما لم تكن قوة اندفاع جبهة موجة الاصطدام قوية كفاية أمام تغيرات الرياح الشمسية و الحقول المغناطيسية التي تكون قوية و شديدة في الأماكن المجاورة لمصادرنا (مثل مدار الأرض). غير أن قرب المجموعة (Sco-Cen) و خاصة مجموعتها الجزئية "LCC" يمكن أن يؤهل مخلفاتها إلى أن تنفذ إلى جوار الشمس أو حتى مدار الأرض. يمكننا أن نربط هذا الأمر بمشاهدات اليوم التي تؤكد فعلياً عن وجود سحبات من الغبار تحوي عنصر الحديد تسبح بالقرب من مدار الأرض.

²³ أي تتجاوز بقيمة معتبرة المستويات المعتادة الناجمة عن المصادر الأرضية و المصادر الكونية المحيطة بنا.

بعد عمل Knie سارع كل من Fields و البقية [23] إلى محاولة تأكيد أو تقييم اقتراحات Knie و إستخلاصاته. و ذلك بإجراء حسابات على شكل دراسة نظرية هدفها هو إعادة تحديد و تقدير مجدد الكثافة السطحية المتوقعة $N(DI)$ لنظير عنصر الحديد ^{60}Fe التي يمكن أن تصل إلى الأرض و لكن هذه المرة انطلاقا من حسابات نظرية تتخذ من نجوم SN الموجودة في مجموعة (Sco-Cen) المنشئ الأصلي لعنصر الحديد المسببة أصلا لهذه الكثافة السطحية. فانتهوا و خلصوا إلى العبارة و النتيجة التالية:

$$N(\Delta I) = 4.1 \times 10^7 N_{SN} f \left(\frac{M_{^{60}\text{Fe}}}{10^{-5} M_{\odot}} \right) \left(\frac{100 \text{ pc}}{D} \right)^2 \text{ cm}^{-2} \quad (4-01)$$

N_{SN} : عدد انفجارات نجوم SN المتوقع حدوثها من مسافة $D(\Delta I)$ خلال الحقب الزمنية الموافقة لكل طبقة (نسبة ارتياب تصل إلى 24%).

f : معامل الامتصاص يتغير من 1 إلى 100 [21].

$M_{^{60}\text{Fe}}$: كمية الحديد المتوقع إنتاجها من SN و التي من الممكن أن تتغير بين $10^{-6} M_{\odot} - 10^{-4} M_{\odot}$.

ملاحظة: نظرا للارتيايات الكبيرة في المعاملات و المقادير الداخلة في تقدير و حساب قيمة الكثافة السطحية $N(DI)$ ($N_{SN}, f, M_{^{60}\text{Fe}}$) فإنه لا يمكننا أن نتحدث هنا إلا على رتب المقادير و ليس المقادير نفسها.

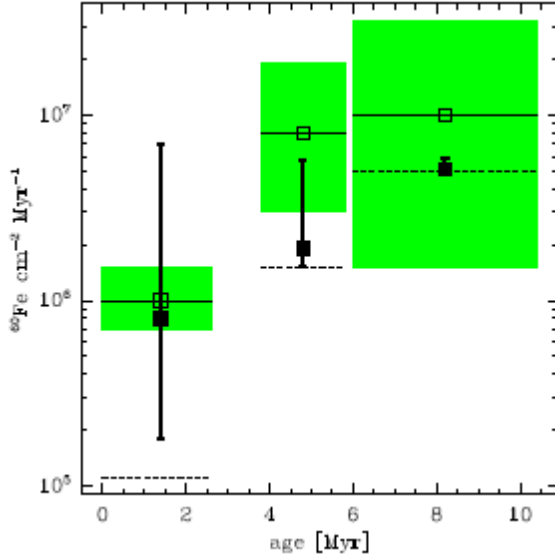
بقسمة $N(DI)$ على عمر طبقات عمل كل من Knie و رفاقه " t " Δ , يمكننا الحصول على قيمة التدفق المتوقع Φ_{SN} لكل طبقة حسب عمل Fields.

إذن في النهاية, يمكننا مقارنة التدفق المقاس أو الملاحظ لـ Knie ($N_{obs}/\Delta t = \Phi_{obs}$) مع التدفق المتوقع و المنتبأ لـ Fields (Φ_{SN}). و لكن كترتيب مهم, يجب علينا مراعاة معدل نشاط الأجواء المشعة بعنصر الحديد الواقعة خارج حدود أرضنا الخارجية (Φ_b) و إضافته لتدفق المتوقع (Φ_{SN}) (سنسميه التدفق المتوقع الكلي لتميز و عدم الخلط مع التدفق المتوقع لوحده (Φ_{SN})) لكي تكون المقارنة سليمة و صحيحة في النهاية بين كل من (Φ_{obs}) و ($\Phi_{SN} + \Phi_b$). الجدول 4-01 و الوثيقة 4-02 تعرض جميع هذه النتائج في شكلها النهائي للمناقشة و التحليل.

ملاحظة: على ما أعتقد إن سبب إدراج الطبقة الثالثة في نتائج الجدول ثم تمثيله بيانيا للمناقشة برغم من أنها لا تحوي أية زيادة غير طبيعية لنظير الحديد ^{60}F (و هو ما توافقه فعلا التقديرات في عمل Fields) هو اعتبارها كشاهد للمقارنة مع الطبقتين اللتان تحتويان الزيادة المعتبرة و بالتالي ستساعد على إظهار و تأكيد المسبب الرئيسي لهذه الزيادة.

الجدول 4-01: توقعات $(\Phi_{SN} + \Phi_b)$ و قياسات (Φ_{obs}) زيادة النظير ^{60}Fe في عينات من قشرة عمق المحيط، مع معدل نشاط الأجواء الخارجية المشعة.

| | Layer 1 | Layer 2 | Layer 3 |
|--|------------------------|----------------------|-----------------------|
| age(Myrs) | 0-2.8 | 3.7-5.9 | 5.9-13 |
| N_{SN} | 8 | 4 | 6 |
| D_{SN} (pc) | 130 | 140 | 205 |
| ϕ_{SN} ($10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ Myr}^{-1}$) | $0.7^{+6.30}_{-0.06}$ | $0.4^{+3.6}_{-0.04}$ | $0.08^{+0.8}_{-0.01}$ |
| ϕ_b ($10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ Myr}^{-1}$) | 0.11 | 1.5 | 5 |
| $\phi_{SN} + \phi_b$ ($10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ Myr}^{-1}$) | $0.81^{+6.30}_{-0.06}$ | $1.9^{+3.6}_{-0.04}$ | $5.08^{+0.8}_{-0.01}$ |
| ϕ_{obs} ($10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ Myr}^{-1}$) | $1.0^{+0.5}_{-0.3}$ | 8^{+11}_{-5} | $10^{+22}_{-8.5}$ |



الوثيقة 4-02: مقارنة لمعدل تموضع نظير ^{60}Fe

بين ذلك المتوقع من جراً نجوم SN الموجودة في مجموعة النجوم المقترنة (Sco-Cen) و بين ذلك المستخلص من القياسات المستخرجة لطبقات أعماق المحيط. الخط الأفقي المستمر الذي يتوسطه المكعب الأجوف و الإبطار الكبير المظلل يمثلان قيم القياسات المستخرجة (Φ_{obs}) و ترتيباتها على الترتيب. بينما المكعب الأسود و العارضة العمودية التي تخترقه يمثلان القيم المتوقعة $(\Phi_{SN} + \Phi_b)$ و ترتيباتها على الترتيب. و الخط المتقطع هو يتعلق بتقدير معدل نشاط الأجواء المشعة لوحده (Φ_b) .

المناقشة:

- هنالك ارتباط وثيق و ممتاز بين التدفقين (Φ_{obs}) و $(\Phi_{SN} + \Phi_b)$ بالنسبة لطبقة الأولى (الأصغر سناً) و التي لديها أكبر قيمة و حيز من الارتياح. كما أن قيمة تدفق الأجواء المشعة لوحده (Φ_b) صغير كفاية بحيث لا يمكنه لوحده تفسير أو تبرير القيمة الملاحظة تجريبياً (Φ_{obs}) مما يؤكد مجدد أن تدفق (Φ_{SN}) هو المسبب الرئيسي لهذه الزيادة الملاحظة (Φ_{obs}) في الطبقة الأولى.
- صحيح أن التدفق المقاس أو الملاحظ (Φ_{obs}) في الطبقة الثانية يفوق التدفق المتوقع الكلي $(\Phi_{SN} + \Phi_b)$ و بمعدل 4 مرات على الأقل، ولكن التداخل الواضح و الكافي بين ترتيبات هذين التدفقين يؤكد مرة ثانية ارتباطهما. مرة ثانية نلاحظ أن قيمة تدفق الأجواء

المشعة (Φ_b) لوحدها لا يمكنه أن يفسر أو يبرر القيمة الملاحظة تجريبياً (Φ_{obs}), أي أن التدفق المتوقع (Φ_{SN}) هو المسبب الرئيسي لهذه الزيادة في الطبقة الثانية.

- أما فيما يخص الطبقة الثالثة (الأكبر سنا و التي أدرجت كشاهد) فنجد أن قيمة تدفق الأجواء المشعة (Φ_b) كبير كفاية لتفسير النتائج الملاحظة (Φ_{obs}). كما أن الفرق الضئيل بين التدفق المقدر نظرياً (Φ_{SN}) و تدفق الأجواء المشعة (Φ_b) يتوافق تماماً مع الدراسة النظرية و التي تتنبأ بتدفق ضئيل في زمن هذه الطبقة (لتفصيل و التوضيح أكثر راجع المقالين [23,21]).

إذن يمكننا أن نستنتج أن انفجارات نجوم SN الناجمة عن المجموعة (Sco-Cen) هي كافية لتفسير هذا الوجود المفرط لنظير ^{60}F في أعماق المحيط و بالتالي:

1. هذا تأكيد لوصول و وجود بقايا انفجارات نجوم SN على الأرض.
2. يمكن أن تصل نجوم SN إلى مسافات قريبة كما هو الحال في هذه الدراسة (~ 30 - 40 pc) و ذلك عكس ما خلصت إليه الأعمال السابقة و التي تحدثت عن مسافات تصل إلى رتبة kpc.

2.4 أثر أو فعل تدفق نوترينو المستعرات العظمى على الأرض:

1.2.4 عمل Collar:

في عام 1995 قام J. I. Collar بنشر عمل له [32] تحت عنوان:

"Biological Effects of Stellar collapse Neutrinos"

و الذي أحدث ضجة إعلامية كبيرة آنذاك, لكونه طرح فكرة جديدة كلياً يمكنها حسب رأيه أن تفسر أمداً طويلاً من الأعمال حول حقيقة الانقراض الكبير المسجل في عالم المستحاثات منذ حوالي 600 مليون سنة (و خاصة من حيث شموليتها عكس النظريات الأخرى التي من نقائصها أنها محدودة في أماكن حدوثها). و رشح من خلال عمله هذا أن تكون جسيمات النوترينو المنبعثة خلال انفجار نجوم SN القريبة, هي المسبب الرئيسي لهذا الانقراض.

1.1.2.4 تحديد الجرعة الكلية (على شكل مقارنة):

اعتمد في البداية على أعمال J. N. Bahcall [12] في تحديد كل من:

- معدل حدوث انفجارات نجوم SN التي تبعد عنا بأقل من ($r < 3$ kpc):

$$T = \frac{1}{\tau} \sim 2.5 \times (r/1 \text{ pc})^2 \text{ century} \quad (r < 3 \text{ kpc}) \quad (4-02)$$

- كمية تدفق جسيمات النوترينو الناجمة عنها:

$$F(r) \cong \frac{6 \times 10^{11}}{(r / 10 \text{ kpc})^2} \quad [\text{v/cm}^2] \quad (4-03)$$

و بعد الإشارة إلى أن:

- التفاعل الأكثر احتمالاً لطيف طاقة هذه الجسيمات (راجع الوثيقة 3-13) هي الاستطارة المترابطة عن طريق التيارات المتعادلة (NC) مع أنوية الذرات²⁴.

- أنوية ذرات عنصر الأكسجين هي الأكثر حضاً في هذه التفاعلات (85%) و ذلك بسبب:

1. نسبة الأوكسجين هي النسبة السائدة في تكوين المادة الحية بـ 65.1%.

2. الأوكسجين هو العنصر الأثقل في مكونات المادة الحية المعتمدة و بالتالي فله أكبر

$$\text{احتمال للتفاعل } \sigma (\sigma \propto N^2).$$

انطلاقاً من هذه التفاصيل و الحقائق راح Collar يوجه تركيزه و دراسته على فعل و تأثير حزمة أيونات الأكسجين الصادرة عن تفاعل جسيمات النوترينو مع أنوية ذرات المادة كإشعاعات ثانوية ثقيلة لها خصائص فيزيائية جد مهمة و خطيرة في كيفية توزع تموضع الطاقة في المواد (سنرى التفاصيل في النقطة التي بعنوان " نوع الإشعاع & الأثر البيولوجي ")

قام Collar بتخمين قيمة الجرعة التي يمكن أن تسببها هذه الجسيمات ($E_v = 37.5 \text{ MeV}$)²⁵ بالطريقة التقريبية التالية:

$$\begin{aligned} & (\text{أقصى طاقة لارتداد أيونات الأكسجين } T_{\text{Max}}) \times (\text{عدد الارتدادات المتوسط } \langle R \rangle) \\ & (T_{\text{Max}} = 0.08 \text{ Mev/recule}) \times (\langle R \rangle = \frac{7.71 \times 10^5}{(r/1\text{pc})^2} \text{ recule/Kg}) \end{aligned}$$

إذن:

$$D \cong (0.08 \text{ Mev/recule}) \times \left(\frac{7.71 \times 10^5}{(r/1\text{pc})^2} \text{ recule/Kg} \right) \cong \frac{9.88 \times 10^{-9}}{(r/1 \text{ pc})^2} \text{ Gy}$$

$$\Rightarrow \mathbf{D @ 10^{-8} \text{ Gy}} \text{ pour } r = 1 \text{ pc} \quad (4-04)$$

حيث:

$$1 \text{ parsec (pc)} = 3.26 \text{ light years} \quad , \quad 1 \text{ Gray (Gy)} = 6.24 \times 10^{12} \text{ MeV / kg} \\ = 3.1 \times 10^{13} \text{ km}$$

²⁴ و بالتالي ستتحمل ذرات هذه الأنوية طاقة حركية T إذا كانت كافية فستتوزع هذه الذرات من مكانها لتنتشر هي الأخرى على شكل أيونات ثقيلة ثانوية و بطيئة لتلعب بذلك دور إشعاع ثانوي له خصائص فيزيائية خطيرة.
²⁵ و هي القيمة المتوسط بين أقصى طاقة لكل من الكاشف IMB (40 MeV) و KAMIOKANDE-II (35 MeV) و التي ربما أخذت بهذه الطريقة (أقصى طاقة) من باب الإحطاط.

2.1.2.4 تخمين أثر الجرعة:

بعدها قام بتقديم مفهوم الطاقة النوعية z المستعمل في الراديو بيولوجي ($z = e / m$), حيث e هي كمية الطاقة المسلطة لنوع من الإشعاع على الكتلة المعنية (m) والتي تساعدنا على تحديد نسبة عدد الخلايا التي ستصاب بضرر في أنويتها. و بالتالي ففي حالتنا هذه، الطاقة النوعية z لأيون الأوكسجين ذو الطاقة الحركية 0.08 MeV و المسلط على أنوية خلايا ذات الحجم $\sim 7 \mu\text{m}$ هو $z = 71 \text{ mGy}$. إذن فإن عدد الخلايا التي ستتعرض لإصابة في أنويتها و لكل واحد كيلو غرام من الأنسجة الحية²⁶ هو:

$$C = \frac{D}{z} \times \left(7 \times 10^{10} \frac{\text{cells}}{\text{Kg}} \right) = \frac{9.8 \times 10^3}{(r/1 \text{ pc})} \frac{\text{cell nuclei}}{\text{Kg}} \quad (4-05)$$

كما عمد إلى تعزيز نتائجه بحساب بسيط مفاده أن كل اصطدام مباشر لجسيم (مهمل الأبعاد) بنواة خلية حية (تحتوي $\sim 3 \times 10^7$ صبغي) قد يخلف على الأقل 3.6 صبغي مصاب. أي أن 97% من أنوية الخلايا المصابة ستعاني فعلا من أضرار حقيقية على مستوى صبغياتها. مع التوازي مع كل ما وصل إليه Collar عمد إلى تقديم نظرة عن أهم الأشياء و النقاط المتعلقة بمجال الراديو بيولوجي (radiobiology) ليستشهد في الأخير بنتائج مجموعة من الاختبارات محاولا ربطها و إسقاطها على نتائجه بالمناقشة و التحليل. سنوجز كل ذلك في شكل النقاط التالية:

- المادة الجينية هي المادة الأكثر حساسية لإشعاعات من غيرها؛ فحساسية المادة الجينية يمكن أن تفوق بالمئة مرة حساسية السيتوبلازم (الخليط الذي يحشو الخلية)[37]. فالإشعاعات يمكن أن تحدث في المادة الجينية (جزء DNA):

1. انكسارات في سلسلة جزئي DNA أو أنماط أخرى من الأضرار

⇐ تحور أو تغير جيني.

⇐ مستعمرات لخلايا محورة جنيا أو لخلايا سرطانية.

2. إصابات جد شديدة ⇐ تثبيط الخلية أو موتها.

- نوع الإشعاع & الأثر البيولوجي (المادة الجينية بالتحديد).

1. أنواع الإشعاعات ليس لها نفس المفعول (كثافة الأثر) في مستوى سلم أبعاد المادة الوراثية.

2. الاستجابة البيولوجية لجرعات الضئيلة من الطاقة تتعلق بشكل مباشر بنوع التوزيع

الفراغي و الزمني للطاقة المتموضعة على مستوى سلم أبعاد ما دون الخلية.

²⁶ القياسات المعتمد أنذاك هي 7×10^{10} خلية لكل كيلو غرام واحد من الأنسجة الحية.

3. الإشعاعات ذات التحويل الخطي العالي للطاقة (high LET) مثل (α, n, p) الأيونات و الأيونات الثقيلة "مثل أيون الأوكسجين" أكثر فعالية من نظيراتها ذات التحويل الخطي الضعيف للطاقة (low LET) مثل (X, γ) الإشعاعات الفوتونية).

4. الإشعاعات ذات (high LET) هي الوحيدة التي لديها معامل معتبر لأثرها البيولوجي النسبي (RBE) في حالة الجرعات الضئيلة.

• Yong و مساعده قام بتعريض الخلايا $C_3H_{10}T_{1/2}$ لطيف واسع من الأيونات؛ من الكربون (LET = 300 MeV/ μ m) إلى اليورانيوم (LET = 1000 MeV/ μ m). و وجدوا النتائج التالية:

1. تحديد " LET > 100 keV / μ m " كعتبة للأضرار الغير قابلة للعلاج بالنسبة لخلايا الثدييات.

2. تحديد معدل أقصى لتحول الخلايا الناجية (أي الباقية على قيد الحياة و النشاط) إلى خلايا سرطانية عند LET ~ 100 - 200 keV / μ m.

و هذه النتائج تتوافق مع الخصائص الفيزيائية للأيونات الأوكسجين المقترحة من طرف Collar حيث نجدها تتراوح ما بين LET ~ 160 - 270 keV / μ m.

• Kadhim و مساعده قاموا بتعريض خلايا النخاع الشوكي لفأران لجرعة جد ضئيلة لكل من جسيمات α (LET = 121 keV/ μ m) و إشعاعات X. فلاحظوا معالم الإصابة فقط على تلك التي خضعت لجسيمات α حيث لها ~ 5% كفاعلية لإحداث أضرار أولية لها القدرة على التطور إلى البدايات الأولى لسرطان الدم.

• و تجارب أخرى تخدم نتائج Collar.

3.1.2.4 الخلاصة:

في الأخير قال Collar إذ أخذنا ذلك الـ 5% من عمل Kadhim كفاعلية لإحداث أضرار يسببها التعرض لجسيمات النوترينو و الناجمة عن انفجارت SN, سينتج لنا ما قيمته $(r / 1pc)^{-2}$ 490 مستعمرة لأورام خبيثة لكل كيلوغرام واحد من الأنسجة الحية, بالتقريب هذا يعني ~ 4 (12) ورم خبيث لكل كيلوغرام واحد من الأنسجة و لكل ~ 30 (100) مليون سنة بالتقريب. و الذي هو بدوره حسب رأي Collar ضرر كافا ليقتل النسبة الواسعة من الحيوانات الكبيرة و الذي يمكن بدوره أن يآثر بشكل بليغ و شديد على الحياة و النظام البيئي و الإحيائي ككل (الانقراض الكبير).

لا ننسا أن نشير في النهاية إلى إهماله لفعل النوترينونات الشمسية و ذلك بسبب:

1. السلسلة "pp نوترينو" لها تدفق معتبر ($6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) و لكن طاقة ضعيفة (0.42 MeV).

2. السلسلة " ^8B نوترينو" لها طاقة معتبرة (15 MeV) و لكن تدفق ضعيف ($5.8 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

2.2.4 عمل Cossairt و البقية:

بعد مرور عامين على عمل Collar قام J.D.Cossairt و البقية بنشر عمل لهم (على شكل رد على التخمينات و الاستنتاجات التي خلص لها Collar) لتقدير كمية الجرعة المكافئة الناتجة عن كل جسيم نوترينو واحد (أي بدون احتساب التدفق) و ذلك من أجل طيف واسع من الطاقة (انطلاقاً من بضع من MeV امتداداً إلى غاية 10^4 GeV) [34]. لقد قاموا بتقديم طريقة حسابية كمية (مقارنتاً بطريقة أو مقارنة Collar التقريبية) لحساب الجرعة المكافئة لكل نوترينو و ذلك باستعمال عينة من الأنسجة التي لديها الخصائص المعتمدة (ICRP) التالية:

1.2.2.4 حساب الجرعة لكل نوترينو (بدون احتساب التدفق):

1.1.2.2.4 العينة:

- شريحة من النسيج الحي سمكها 30 cm.
- لقد اعتمدوا فقط على العناصر التي تمثل $\leq 1\%$ من نسبة مكونات الأنسجة الحية.

| العناصر | H | C | N | O | P | Ca |
|---------|--------|--------|-------|--------|-------|-------|
| النسبة | 10.1 % | 23.2 % | 2.6 % | 61.6 % | 1.1 % | 1.4 % |

- الكثافة الحجمية الكلية:

$$r = 1.07 \text{ g cm}^{-3}$$

- الكثافة المتوسطة لكل من:
- الأعداد الذرية المتوسطة لكل من:

$$Z_{\text{ave}} = 7.048$$

$$N_{\text{ave}} = 6.959$$

$$A_{\text{ave}} = 14.007$$

$$r_{\text{electrons}} = 3.54 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$$

$$r_{\text{nucleon}} = 6.44 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$$

$$r_{\text{nucleus}} = 4.60 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

2.1.2.2.4 تفاعل النوترينو مع المادة:

هنالك ثلاثة أنماط سائدة و ممكنة لتفاعل النوترينو مع المادة موافقة لثلاث مجالات من الطاقة, و ذلك حسب طول موجة De Broglie.

1.2.1.2.2.4 تفاعل النوترينو & الموكب الالكتروني (بعض من MeV):

التفاعل السائد لنوترينو في هذا المجال الطاقوي هو مع الموكب الالكتروني لذرات (لأن طول موجة Broglie الموافقة هي من نفس رتبة حجم الذرات) و ذلك على شكل استطارة مرنة (elastic scattering) يتعلق قطاعها الفعال بصنف النوترينو،

$$\sigma_{\nu-electron} = C_{(\text{type of } \nu)} \times E_{\nu} \times 10^{-45} \quad [\text{cm}^2] \quad (4-06)$$

$$C(\bar{n}_m) = C(\bar{n}_t) = 1.3 \quad C(n_m) = C(n_t) = 1.6 \quad C(\bar{n}_e) = 3.9 \quad C(n_e) = 9.2$$

و بالتالي فإن كمية الطاقة الحركية $T(E_{\nu})$ التي يمكن تحويلها من جسيم مهمل الكتلة (ν) طاقته (E_{ν}) خلال اصطدام مرن مع جسيم (e) طاقته السكونية (m_0c^2) هي:

$$T(E_{\nu}) = \frac{E_{\nu}^2 (1 - \cos \theta)}{2 E_{\nu} + m_0c^2} \Rightarrow T_{\max}(E_{\nu}) = \frac{2 E_{\nu}^2}{2 E_{\nu} + m_0c^2} \quad (4-07)$$

و لكن و لحساب كمية الطاقة الكلية المتموضعة خلال المادة ككل (شريحة النسيج الحي) بشكل واقعي و منطقي سنعمد إلى التعامل مع القيمة المتوسطة لطاقة الحركية التي سترتد بها الالكترونات عوض الطاقة الحركية القصوى (خلافا لمقاربة Collar).

$$T_{\text{ave}} = 0.67 T_{\text{max}} \quad (4-08)$$

إن هذه الالكترونات المتحررة ستكون غالبيتها تملك طاقة حركية كبيرة نسبيا (سريعة) و بالتالي فإنها ستقطع مسافات كبير نسبيا لتصطدم مرة أخرى أو مرات عدة (قد تنتج هي الآخر إلكترونات ثالثة أخرى و لكن أقل طاقة و هكذا) و بالتالي ستضيع و توزع الطاقة الأصلية في حيز كبير نسبيا من المادة مما يعني تركيز ضعيف و تقريبا ثابت للطاقة لكل حجم عنصري من المادة و بالتالي فإن معاملها لنوعية الإشعاع ("Q" radiation quality factor) الذي يقدر ما مدى خطورتها سيكون بدون تأثير يذكر على قيمة الجرعة (يعني رياضيا مساويا إلى الوحدة). و عليه يمكننا أن نحسب الجرعة المكافئة لكل جسيم نوتين واحد كالتالي:

$$P(E_{\nu}) = 1.6 \times 10^{-4} \times \frac{(\sigma_{\nu-electron} \times \rho_{\text{electron}}) \times T_{\text{ave}}}{\rho} \times Q \quad [\mu\text{Sv cm}^2] \quad (4-09)$$

$$1 \text{ Sievert (Sv)}^{27} = 1 \text{ Gray (Gry)} \times Q \quad \text{حيث:}$$

²⁷ إن تعريف و مفهوم وحدة sievert هو أدق من Gray لأن هذا الأخير لا يعدو كونه كمية من الطاقة خلال كل وحدة حجم أو كتلة فقط بينما وحدة sievert تزيد على هذا باحتواء معامل نوع الإشعاع و الذي يظهر الفرق بين مختلف الأشعة حتى و إن كانت لها نفس كمية الطاقة.

ملاحظة: إن طريقة استخراج عبارة الجرعة بسيطة و تعتمد أساسا على طريقة التعديل البعدي (dimensional regularization) حيث أن القيمة 1.6×10^{-4} هي ثابت التعديل البعدي أم دور بقية الحدود فهو واضح.

2.2.1.2.2.4 تفاعل النوترينو & أنوية الذرات (5 ← 20 ← 50 MeV):

أما في هذه الحالة فالتفاعل السائد هو مع أنوية الذرات و ذلك لأن طول موجة Broglie هو الآن من رتبة حجم الأنوية و بالتالي فهو كبير جدا مقارنة مع حجم النويات الدقيقة (النيكليونات). إذن فلا يمكن لنوترينو أن يتفاعل معها فراد بل سيتفاعل معها جميعا و بنفس الاحتمال لكل نيكليون و لكن كقطعة واحدة (أي النواة, و وفق لتيارات المتعادلة NC) و لهذا يسمى هذا التفاعل بالاستطارة مترابطة (coherent scattering) و الذي لا يتعلق قطاعه الفعال بصنف النوترينو²⁸.

$$\sigma_{v-nucleus} = 4.2 \times 10^{-45} \times N_{ave}^2 \times E_v^2 \quad [\text{cm}^2] \quad (4-10-a)$$

ملاحظة: من المجال 20 ← 50 MeV عبارة القطاع الفعال ستعطي حسب Boehm و Vogle (1992) بالعلاقة:

$$\sigma_{v-nucleus} = 3.4 \times 10^{-42} \cdot E_v + \text{constant} \quad [\text{cm}^2] \quad (4-10-b)$$

في هذه الحالة سنتحصل على أيونات ثقيلة و بالتالي ذات طاقة حركية ضئيلة (بطيئة) مما يعني أن لها تحويل خطي عالي لطاقة (high LET) و معامل نوعية إشعاع كذلك ($Q = Q_{max} = 30$) (ICRP 1991), و بالتالي فإن الجرعة المكافئة لكل جسيم نوترينو واحد هي:

$$P(E_v) = 1.6 \times 10^{-4} \times \frac{(\sigma_{v-nucleus} \times \rho_{nuclei}) \times T_{ave}}{\rho} \times Q \quad [\mu\text{Sv cm}^2] \quad (4-11)$$

إن توزع الطاقة خلال حجم النسيج سيكون بشكل منتظم و ذلك بسبب المدى المتوسط الجد قصير ($\ll 1 \text{ cm}$) لهذه الأيونات الثقيلة.

3.2.1.2.2.4 تفاعل النوترينو & نيكليونات (0.05 ← 0.2 ← 0.5 GeV):

مع ازدياد الطاقة تبدأ موجة Broglie في التناقص حتى تبغ الطول الذي يوافق حجم النيوكليونات. ففي خلال المجال الطاقوي الأول ($50 \leq E_v \leq 200 \text{ MeV}$) ستكون $\sigma_{v-nucleon}$ عبارة عن دالة متزايدة تماما حيث تمتد هي الأخرى من 4.0×10^{-41} حتى $5.5 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ (في حالة مضاد النوترينو هي تقريبا النصف). عبارة الجرعة المكافئة في هذه الحالة هي من الشكل:

$$P(E_v) = (\sigma_{v-nucleon} \times \rho_{nucleons}) \times F_{nucleon}(T_{ave}) \times R(T_{ave}) \quad [\mu\text{Sv cm}^2] \quad (4-12)$$

²⁸ يعتبر هذا التفاعل مستقل عن صنف النوترينو و لكن قطاعه الفعال من أجل مضاد النوترينو هو أصغر بنصف تقريبا عن النوترينو نفسه.

$R(T_{ave})$: مدى البروتونات خلال النسيج الحي و التي لها T_{ave} كطاقة حركية, نعتبر $R = 15 \text{ cm}$ إذا تجاوز مدى هذه البروتونات 15 cm (هذا الأمر يعكس أن جسيمات النوترينو يمكنها أن التغلغل داخل المادة و الذي يبين ما مدى خطورتها مقارنة مع الإشعاعات الأخرى).

$F_{nucleon}(T_{ave})$: و هي الجرعة المكافئة الناجمة عن النيوكليونات الثانوية و التي لها T_{ave} كطاقة حركية.

و لكن ما إن تبلغ الطاقة $E_v \geq 0.5 \text{ GeV}$ حتى تصبح عبارة القطاع الفعال هي من الشكل:

$$\begin{aligned} \sigma_{v-nucleon} &= 6.7 \times 10^{-39} \times E_v \quad [\text{cm}^2] \\ \sigma_{\bar{v}-nucleon} &= 3.4 \times 10^{-39} \times E_v \quad [\text{cm}^2] \end{aligned} \quad (4-13)$$

حيث لا تتعلق بصنف النوترينو و لكن بمضاده كما أن E_v هي بوحدة GeV (particle data groupe). و سيؤدي تفاعل النوترينو إلى إنتاج جسيمات أخرى ثانوية عددها المتوسط ^{29}M يتزايد هو الآخر من 2 إلى 20 خلال هذا المجال الطاقوي E_v . و في النهاية سنجد الجرعة المكافئة هي من الشكل:

$$P(E_v) = (\sigma_{v-nucleon} \times \rho_{nucleons}) \times M(E_{CM}) \times F_{\pi} \{T_{ave}/M(E_{CM})\} \times R(T_{ave}) \quad [\mu\text{Sv cm}^2] \quad (4-14)$$

إن اختيار جسيم π^+ لتمثيل جميع الجسيمات الثانوية هو اختيار فيه شيء من التحفظ لأن الجسيمات الأخرى الممكنة (μ أو e) قد تنقص من قيمة الجرعة. و بالتالي اختيرت π^+ كاختيار احتياطي. يمكن في الأخير احتساب حالة رابعة (و التي ربما تعد الأخطر) و هي الحالة التي يكون فيها النسيج الحي محاط بطبقة ثخينة و كثيفة³⁰ من المادة (كالأرض) و الذي قد يولد جرعة كبير من الإشعاعات الثانوية بعد تفاعله مع النوترينو ($E_v \geq 0.5 \text{ GeV}$). معظم هذه الإشعاعات الثانوية هي جسيمات ذات طبيعة هيدرونية hadrons. عبارة الجرعة المكافئة في هذه الحالة هي من الشكل:

$$P(E_v) = 0.16 \times \sigma_{v-nucleon} \times E_v \times N_A \times Q \quad [\mu\text{Sv cm}^2] \quad (4-15)$$

E_v : هي بوحدة GeV .

N_A : عدد أفوغادرو (عدد النيوكليونات في وحدة الكتلة).

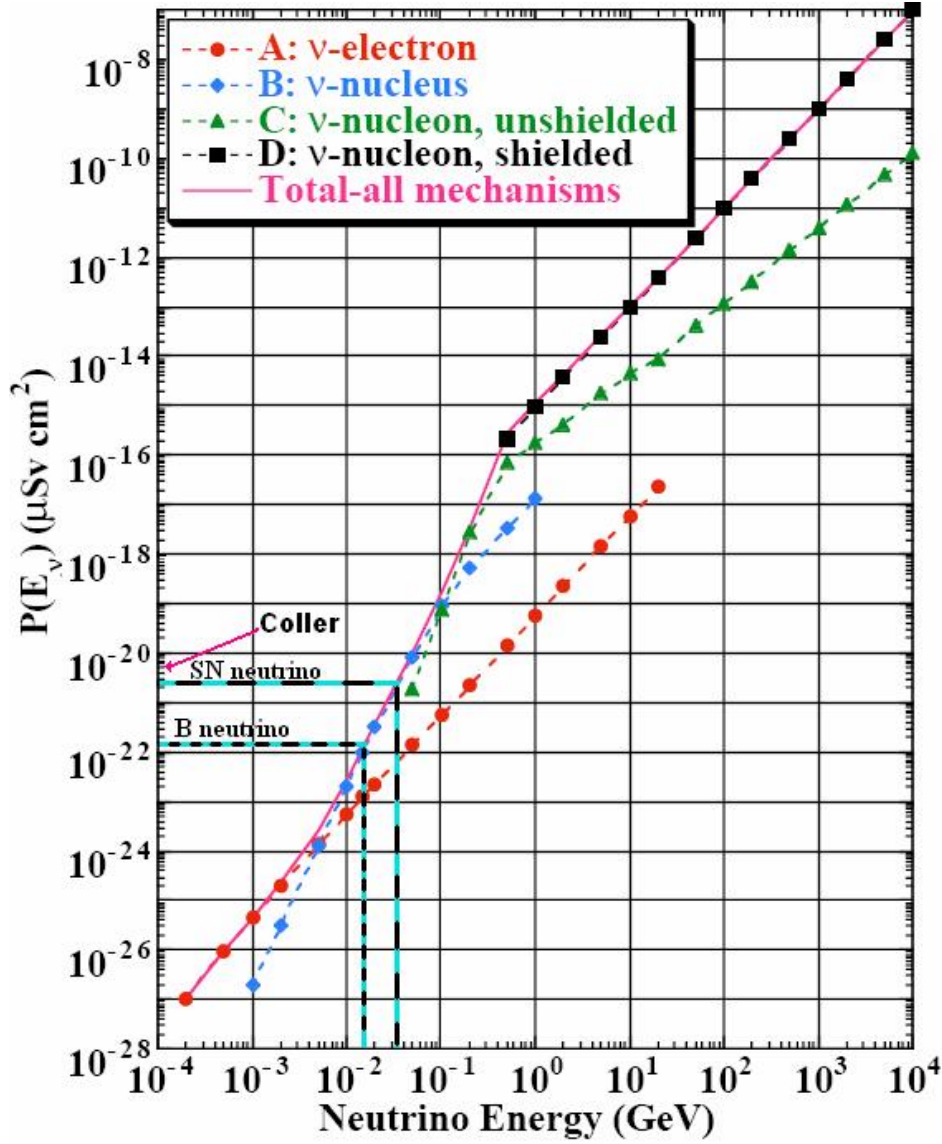
Q : و يساوي إلى 1.3.

في الأخير يمكننا إنجاز جميع هذه الحسابات و تلخيصها في بيان واضح كالوثيقة 4-03³¹.

²⁹ M يتعلق بشكل مباشر بطاقة مركز الكتلة E_{CM} و المعطيات التي استعملت في الحساب هي كلها تجريبية أي particle data group (لتفصيل أكثر راجع [34])

³⁰ وبالتالي فإن احتمال تفاعل النوترينو سيزيد بارتفاع كثافة المادة. و حتى الجسيمات الثانوية (hardrons) سيكون لها طاقة كبيرة و كافية نسبيا للانتشار و الوصول إلى المادة الحية و التأثير عليها بشكل خطير و ذلك لنوعية هذه الجسيمات الثانوية.

³¹ يعتبر هذا البيان يمكن اعتباره كقاعدة بيانات في ما يخص تفاعل النوترينو مع المادة يمكنني الانطلاق منه لحساب الجرعة الكلية بإدخال عبارة التدفق المعمول بها حاليا (41-3).



الوثيقة 4-03: تمثيل منحنى قيم الجرعة المكافئة (بدون احتساب التدفق) بدلالة طاقة النوترينو E_v و للحالات الأربعة الموضحة في الفقرة (مضاد النوترينو سيكون أقل راجع الفقرة). الرموز على المنحنيات هي القيم التي إجريت من أجلها الحسابات. يجب مراعاة هنا أن (ν_μ) هو الذي أستعمل في حالة التفاعل A (أي مع الموكب الإلكتروني).

2.2.2.4 تخمين خطورة الجرعة و تعليقات Cossairt:

في الحقيقة لم بلغ Cossairt هذه النقطة لم يقدم أي طريقة أو شيء مباشر يخمن من خلاله ما مدى خطورة هذه الجرعة بل اكتفى بالرد و التعليق على طريقة عمل Collar و التي نوجزها في:

1. نتائج Coller كلها تعتمد على نتائج دراسات مخبرية (in vitro) و بالتالي لا يصح إسقاطها مباشرة كنتائج للكائن الحي (in vivo), لأنها لم تأخذ بعين الاعتبار خصائص مهمة من الكائن الحي كعامل تخصص الخلايا (التخصص الوظيفي, سرعة الانقسام الخلوي, عمليات الإصلاح الذاتية, مدى تأثيرها و حساسيتها للإشعاعات... الخ) فهذا كله من شأنه أن يؤثر على صحت و

موضوعية النتائج: [كل اصطدام \Leftarrow 3.6 صبغي مصاب \Leftarrow 97% أضرار حقيقية في صبغياتها].

2. قد أهمل أهمية تواجد بعض العناصر الثقيلة أو حتى الإشارة إليها و التعليق على ما يمكن أن تحدثه على النتائج المستخلصة، فمثلا عنصر الفسفور (عنصر ثقيل) يمكن أي يتواجد بنسبة محترمة تصل إلى (9-10 %) من نسبة كتلة الصبغيات (الجزء الأكثر حساسية لأضرار الإشعاعات).

3. قد اعتمد Collar على نتائج أعمال أصحابها هم ذاتهم أشاروا بشيء من التحفظ عليها. أين أشروا إلى أن هذا الميدان (راديو بيولوجي) لا يزال فتيا و في بداياته الأولى و أن أعمالا و دراسات تجريبية كثيرة هي مطلوبة و ضرورية قبل أن نتوصل إلى الفهم الكامل و الحسن لهذه التأثيرات و بالتالي توصلنا إلى تقييم آثارها و درجة خطورتها بشكل حسن³². هذا اقتباس [34,33]:

"Further understanding of these questions could lead, in future (sic), to substantial increases or decreases in estimations of risk"

4. حسب نتائج القياسات المعتمدة (ICRP 1991) فإن معدل الإصابة بالسرطان جرأ التعرض لجرعة واحدة من الفوتونات هو 5×10^{-2} و بالتالي فإن التعرض لجرعة من الفوتونات مكافئة لجرعة Coller (10^{-8} Gy لكل 1 pc) لها معدل ضعيف يقدر بحوالي 5×10^{-10} .

5. إن المعدل المعتمد (Cember 1983) لإصابة الفرد خلال حياته بالسرطان جرأ التعرض لجميع مصادر الإشعاعات الطبيعية و المحيطة بنا هو 20%, إذن من غير المعقول أن تكون لزيادة ضعيفة (لنقل تمثل حتى 1 % كأكبر تقدير) أن تحدث كل هذا الأثر.

6. من جهة أخرى، لكي تبلغ جرعة Coller كل هذه النسبة (1%) يجب أن يكون لديها $RBE = 5 \times 10^7$, و هذا ما هو مخالف تماما للقيمة المعتمدة التي لا تتجاوز 200 (NCRP 1990), و خاصة إذا ما علمنا أن نتائج الدراسات (1997) حول فعالية الأيونات ذات الطاقة الخطية المحولة العلية (high LET) لا تختلف كثير عن هذه القيمة.

3.2.2.4 الخلاصة:

بعد إعادة مناقشة عمل Collar و التعليق عليه (الفقرة السابقة) خص فريق Cossairt إلى نتيجة نهائية مفادها أن فعل أو تأثير جسيمات النوترينو الناجمة عن انفجارات نجوم SN له احتمال جد ضعيف على أن يكون هو المسؤول و المسبب الرئيسي لحادثة الانقراض الكبير.

³² هذه النقطة هي في اعتقادي التي يمكنني أن أستغلها و التي سأعتمد عليها إن شاء الله في إثراء هذا الموضوع و المسألة ككل.

3.4 تحصيل حاصل:

إذا أخذنا بعين الاعتبار التدفق الذي عمل عليه Collar و احتسبناه في عمل Cossairt فسنجد

المقارنة التالية:

$$\begin{aligned} \text{coller} &\approx 30 \times 10^{-8} \text{ Sv} \rightarrow 10^{-8} \text{ Gy} \\ \text{Cossairt} &\approx 12 \times 10^{-8} \text{ Sv} \rightarrow \approx 8 \times 10^{-8} \text{ Gy} \end{aligned} \quad (4-16)$$

بمعنى أنه يكاد أن لا يكون هنالك أي فرق (راجع الوثيقة 4-03 للمعارنة أفضل).
يمكننا كذلك هنا أن نستعين بالمنحنى (4-03) لتتأكد و نقيس الجرعة الناجمة عن تدفق جميع
جسيمات النوترينو الشمسية (مع احتساب التدفق) حيث نجد:

$$D \sim 10^{-13} \text{ Sv} \cdot \text{yr}^{-1} \quad (4-17)$$

و التي هي حقا جد مهملة.



الفصل 05

مناقشة تأثيرات تدفق نوترينو المستعرات العظمى على الأرض مجدد على ضوء ما هو جديد اليوم

كما رأينا فبرغم من أن عمل كل من Collar و Cossairt تمكنا تقريبا من تقدير و تحديد نفس كمية الجرعة التي تحدثها جسيمات النوترينو SN (حوالي 10^{-8} sievert لانفجار يقع على بعد 1 pc) إلا أنهما قد اختلفا في تخمين ما مدى تأثير و خطورة هذه الجرعة و ذلك قد يعود أصلا لكون أن طرق تخمين مخاطر الإشعاعات و جرعاتها كانت في بدايتها آنذاك (منذ حوالي 10 سنوات) و كانت تتطلب أعمالا و تجارب كثيرة قبل التوصل لفهم جيد لما يحدث³³. اليوم و بعد مرور كل هذه المدة على هذين العمليين سنحاول إثارة هذا الموضوع من جديد و لكن هذه المرة على ضوء ما هو جديد اليوم, أي جديد مسألة تحديد عبارة التدفق (طيف توزيع النوترينو) و ذلك لتدقيق في حساب الجرعة الكلية و من ثم جديد مجال تخمين مخاطر الإشعاعات و آثارها (جديد الراديو بيولوجي) لتخمين ما مدى خطورتها و إيجاد المسافة الحدية الأدنى لنجوم SN التي تشكل بعدها خطرا على الحياة على الأرض.

لكن قبل البدء في هذه الحسابات لا بأس أن أستعرض شيء من الجديد في مجال الراديو بيولوجي و الذي سيساعد على توضيح بعض الأشياء. و الرد بشكل مباشر إن صح القول على بعض من تعليقات و طرق تخمين Cossairt لأثر الجرعة.

³³ هذا الكلام إنما استقتته من النقطة الثالثة من تعليقات Cossairt.

1.5 نتائج جديدة:

مؤخر و في حدود 2004-2006 هنالك أعمال كثيرة أجريت في مجال الراديو بيولوجي و التي ساعدت كثيرا من جهة على تصحيح و تدقيق فهمنا لبعض العوامل التي كنا نعتقد أنها هي الوحيدة الجوهرية و الأساسية (كعامل الجرعة مثلا) و من جهة أخرى بتحويل و تركيز الدراسات الحديثة حول تلك العوامل التي يعتقد حاليا أن لها فعلا الدور الكبير و الحاسم في تقييم الأثر البيولوجي لنوعية الإشعاعات و مجال جرعاتها³⁴. و حسب ما وجدت من جديد و ما له من علاقة مباشرة مع موضوعنا يمكن أن أستعرض هاتين النقطتين.

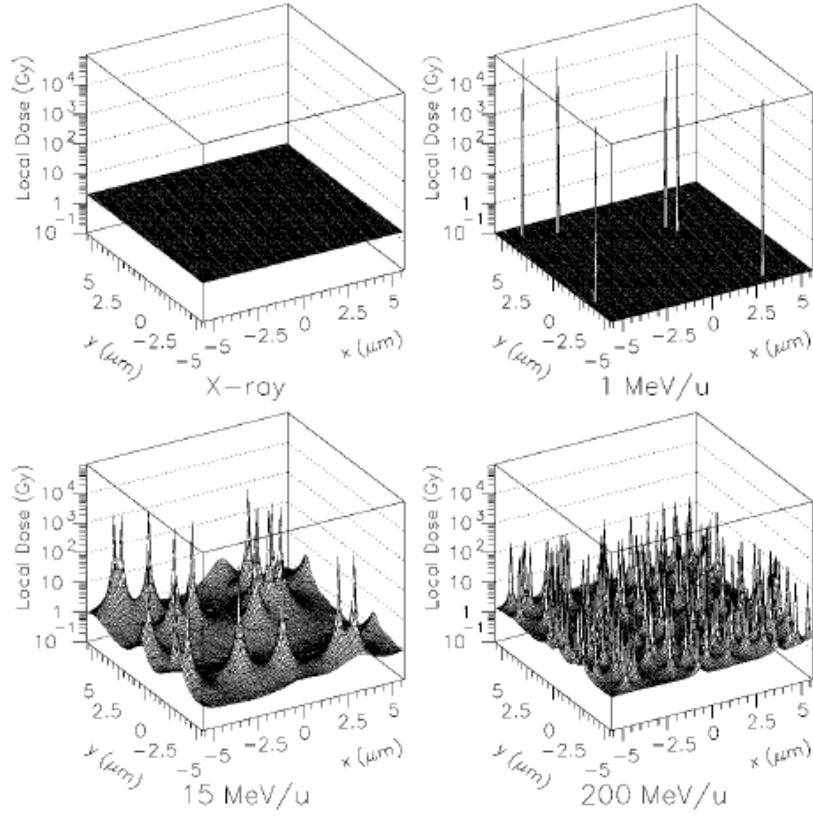
الأولى هي أنه من المسلم به اليوم أن عامل الجرعة ليس هو العامل الوحيد الذي يأخذ بعين الاعتبار في عمليات التقييم الجدي لأثر البيولوجي لأي نوع من الإشعاعات و خاصة إذا ما تعلق الأمر بالجرعات الصغيرة و الضئيلة (أين يقل دور عامل الجرعة كثيرا). و لكن يعتقد بالأحرى اليوم أن العامل الأساسي و الحاسم يكمن في ما يعرف حاليا بالأحداث (أي الانكسارات أو التمزقات أو حتى الأضرار الأكثر تعقيدا في شكلها) المعيارية أو الجوهرية في أو خلال جزيء DNA (les événements critiques au niveaux de la molécule de l'ADN). سنتعرف على مزيد من

التفاصيل في هذا الشأن في المناقشة. و هذا شيء من الاقتباس من المقال [36] لتدقيق أكثر:

- **Résumé:** "...Alors que les premiers modèles d'effet biologique des rayonnements s'appuyaient sur la seule dose reçue par le noyau cellulaire, il apparaît maintenant que l'origine de ces effets réside plutôt dans la production d'événements critiques rares-microdépôts d'énergie intenses au niveau de l'ADN..."
- **Conclusion:** "Les événements de cœur sur l'ADN semblent être des événements-clé pour L'inactivation cellulaire et certains types d'aberrations chromosomiques radio-induites. La détermination de leur contribution exacte à ces effets constitue un challenge majeur pour le futur..."

أم الثانية فتكمن في هذه المحاكاة [37] (أنظر الوثيقة 4-01) و التي تصور و تبيين لنا جليًا ما مدى الفرق الجوهرية في كيفية توزيع تموضع الطاقة أو ما يسمى بالجرعة المحلية "Local Dose" بين مختلف أنواع الإشعاعات و طبيعتها و التي من الممكن أن تكون ذات أهمية لا يمكن تجاهلها إذا أمكن إسقاط نتائجها على ما نحن بصدد مناقشته.

³⁴ يمكننا أن نعتبر هذا كرد و جواب على التعليق الثالث في عمل Cossairt.



الوثيقة 4-01: محاكاة لتموضع الجرعة الميكروسكوبية لكل من إشعاع X (ذو طبيعة فوتونية) و ثلاثة حزم من أيونات الكربون تتدرج و تختلف بحسب طاقتها النوعية (طاقتها تقسيم وزنها). حجم كل مكعب يوافق الحجم النموذجي لنواة خلايا الثدييات. جميع هذه التوزيعات هي مقننة (normalized) لنفس كمية الجرعة المتوسطة 2 Gy.

2.5 المناقشة و الرد على تعليقات Cossart:

1.2.5 المناقشة و شيء من التفصيل:

إن فإن عامل الجرعة ليس هو المفتاح الوحيد أو المعيار الحاسم لتقدير و تقييم الآثار البيولوجية لمختلف الإشعاعات؛ مما يعني أن نتيجة و خلاصة Cossart ليست نهائية أو قطعية و هي بذلك قابلة للمراجعة و النقاش. و لكن تقييم هذه الآثار و المخاطر يكمن بالأحرى اليوم في تلك الأحداث الجوهرية و المعيارية التي تحدث لجزيء DNA. و التي تكمن أساسا في نوعية تلك الانكسارات و التمزقات التي يمكن أن تحدث لجزيء DNA (و التي يمكن أن تكون بسيطة أو ثنائية أو حتى أكثر تعقيدا) و حتى كثافتها و شدة تعقيدها. فالثنائية هي الأكثر تأثيرا و خطورة و غالبا ما تكون غير قابلة للعلاج (عن طريق آليات العلاج الذاتية الخاصة بكل خلية³⁵) مقارنة بالبسيطة، و هكذا الشأن بالنسبة لأكثر تعقيدا منها أو أكثر. فاليوم تعتبر عادتا كثافة و شدة هذه الانكسارات (الثنائية أو الأكثر تعقيدا) معيار معتمدا يستخدم في تقييم الأثر البيولوجي لمختلف أنواع الإشعاعات و مخاطرها.

³⁵ و بالتالي النقطة الأولى (in vitro & in vivo) التي أشار إليها Cossart تكون قد أخذت بعين الاعتبار.

إن طريقة توزيع الطاقة المتموضعة أو ما يسمى اختصارا بالجرعة المحلية هي التي تساعدنا على تخمين أنواع هذه الانكسارات و ما مدى كثافتها و شدتها؛ فنجد مثلا أن معدل الانكسارات التي تسببها جسيمات α يعد جد معتبرا مقارنتا بتلك التي يسببها التعرض لإشعاع X. كما أن الجرعة المحلية تتعلق أساسا بنوع طبيعة الإشعاع و التي تصنف بدورها بحسب كمية الطاقة المحولة خطيا LET. فالتى تتميز بقيمة عالية من التحويل الخطي للطاقة (high LET) تكون لها القدرة على تركيز و وضع جل طاقتها خلال أحجام جد ضيقة و صغيرة (من رتبة الميكرون "micro volume") تاركنا بذلك جل بقية الحجم الكلي الواسع بدون تأثير يذكر (لاحظ مظهر المحاكاة)، بينما نظيراتها و هي تلك التي تتميز بقيمة متدنية من التحويل الخطي للطاقة (low LET) فهي على العكس من ذلك، تقوم بتبديد طاقتها بالكاد على كل الحجم الكلي مما سيؤدي إلى تموضع كمية ضئيلة من الطاقة لكل حجم عنصري "micro volume".

إذا عدنا إلى المحاكاة السابقة كتطبيق لما قلناه لحد الآن، نجد فعلا أن أيونات الكربون التي تملك الطاقة الأدنى (1 MeV/u كطاقة نوعية، أي القيمة الأعلى من حيث LET). يمكنها أن تخترق نواة الخلايا في عدد محدود من الأماكن و الحجم العنصرية (micro volume) و لكن بتركيز جدا كبير للطاقة المتموضعة يمكنه أن يصل إلى حتى 10^6 Gray انطلاقا من جرعة عادية لا تتجاوز 2 Gray (شيء مثير جدا و جدير بالاهتمام). ثم كلما زادت الطاقة النوعية (أي الطاقة الحركية بشكل أرق) بالنسبة الأيونات المتبقية كلما تناقص تركيز تموضع الطاقة تدريجا ليمسح و يشمل بذلك مساحات و أحجاما أكثر فأكثر. ولكن و على العكس من كل ذلك و بشكل غير منتظر بالنسبة لحالة إشعاع X (لإشعاعات الفوتونية) لا نجد أو نلاحظ أي تأثير لتوزيع يذكر (كأنها نهاية حدية لتناقص الحالات السابقة). إذن فعلى الرغم من التعامل مع نفس كمية الجرعة (2 Gray) نجد أن هنالك فرقا كبيرا و شاسعا بين طبيعتين مختلفتين لإشعاع فمن جهة أيونات الكربون يمكن أن تصل إلى غاية 10^6 Gray و في المقابل إشعاع X لا يلاحظ أي أثر لتوزيع يذكر. المثير في نتائج هذه المحاكاة هو ليس وجود ذلك الفرق بين خصائص إشعاع و أخر أو طبيعة أو أخرى، لأن هذا معروف، إنما المثير (أو الجديد إن صح القول بخصوص هدف موضوعنا) هو في هوة ذلك الفرق الممكن بين الطبيعتين المختلفتين لإشعاع فبينما أحدهما لا يذكر فالآخر يفوق و يفوق.

إذا أعدنا قرأت نتائج هذه المحاكاة و لكن هذه المرة بتوظيف أيونات الأوكسجين بدل من أيونات الكربون فمن الواضح أن أيونات الأوكسجين يمكن أن تبلغ تركيزا لتموضع الطاقة يفوق تركيز الكربون (لأن الأوكسجين أثقل). إذن من المنتظر أن تكون أيونات الأوكسجين قادرة على إحداث إنكسارات و تمزقات أكثر كثافة و شدة من تلك التي تحدثها جسيمات α أو حتى إشعاعات X (وبالتالي فهي من المنتظر أن أكثر بكثير من تلك التي تحدثها جسيمات النوترينو نفسها) و هذا يعني

بالضرورة أن نسبة الانكسارات الثنائية أو الأكثر تعقيدا سيكون أكثر فأكثر كذلك (إن لم نقل سائد).
و لإشارة فإن كل هذه التخمينات ليست بعيدة عن النتائج المتحصل عليها باستعمال المحاكاة التي
تعتمد على طريقة Monte-Carlo [36,32].

2.2.5 التعليق و الرد على طرق تخمين Cossairt:

إذا راجعنا بعض الشيء من تعليقات Cossairt حول تخمين الأثر البيولوجي سنجد النقطتين
هامتين التاليتين:

1. الأمر الأول و الذي يعتبر اليوم أساسيا (fundamental) في مجال الجرعات الضعيفة و الذي لم
يأخذ Cossairt بعين الاعتبار هو سرعة تدفق الجرعة. حيث من غير المقبول اليوم مقارنة كمية
من الجرعة تدوم مدة عام (الإشعاعات التي يتعرض لها الإنسان خلال حياته اليومية) مع أخرى
تمثلها في كمية الجرعة و لكن تستغرق بعض من الثواني (15 ثانية) كما هو الشأن في حالة
المستعرات العظمى. القيم في الجدول 01-5 توضح هذه النقطة بالأرقام و تبين حقا كيف أن
الإشعاعات الطبيعية لها تأثير جد مهمل أمام معدل الإصلاح الخلوي لكل ثانية و لكل نواة.
الجدول 01-5: توضيح الفرق الجوهرى في عامل زمن تدفق الجرعة و الأضرار الناجمة عنه.

| التعرض لإشعاع | | | | الأضرار (بجميع أنواعها) |
|---|--------------------|---------------|----------|-------------------------------------|
| 2.6 mGy/an | 1 Gy/h | 1 Gy/min | 1 Gy/sec | عدد الأضرار لكل ثانية و لكل نواة |
| الإشعاعات الطبيعية (فرنسا) | | radiothérapie | هيروشيما | |
| 1.5×10^{-7} | 6×10^{-5} | 33 | 2000 | |
| معدل إصلاح الأضرار من طرف الخلايا يقدر بين 2 إلى 3 عملية إصلاح في كل ثانية و لكل نواة | | | | |

2. الأمر الثاني أنه بعد أن انتقد و ذكر بعض من الأشياء التي أغفلها Collar (النقطة الأولى و
الثانية) نجد أنه راح يعتمد بالخصوص على معطيات تجارب استخدمت فيها الإشعاعات ذات
الطبيعة الفوتونية فقط (النقطة الرابعة), و حتى فيما يخص استغلاله لخطورة الإشعاعات
الطبيعية (النقطة الخامسة) نجد أن هذه المصادر لا تتكون عموما إلا من جرعات ضئيلة (3.6
mGry/yr) لخليط من الإشعاعات الفوتونية (على الغالب إشعاع X) و الإشعاعات الأيونية
(الخفيفة منها خاصة؛ α يمكن أن تكون هي أقلها) و بالتالي يمكن أن نلمس النتائج التالية:

- من الواضح أن قسط الإشعاعات الفوتونية المشكلة لخليط الإشعاعات الطبيعية هي مع تطابق
وثيق (من حيث الطبيعة) مع إشعاع X الذي استخدم في المحاكاة و الذي ليس له أي أثر
لتوزيع يذكر.
- أما فيما يخص قسط الإشعاعات الأيونية فيمكن أن يكون لها أثر, غير أنه غير قابل للمقارنة
بكثير (بسبب اختلاف الأوزان) أمام تركيز الأيونات الثقيلة مثل الأوكسجين.

إذن، أعتقد أن مقارنة تأثير هذه الإشعاعات الطبيعية مع تأثير الأيونات الثقيلة مثل الأوكسجين ليس موضوعيا أو منطقيا و كذلك هي تعليقات Cossairt.

أضف إلى هذا كله، يوجد اليوم تجريبا الجديد (2006)[41] في مجال الجرعات الضعيفة من الراديو بيولوجي و الذي من شأنه حسب أهل الاختصاص أن يؤدي إلى مراجعتنا كل ما نعرفه عن أثر الجرعات الضعيفة و دراستها. من بين أهم هذه التطورات الجديدة نذكر:

- فعل "Bystander effects" [37]؛ و هو أنه من المعلوم اليوم (تجريبا) أن نسبة من الخلايا الناجية و السليمة التي تحيط بالخلايا المصابة (3% بعد التعرض لجرعة من الإشعاع) يمكن أن تظهر عليها مظاهر الإصابة بعد مدة لتتضرر هي الأخرى بشكل غير مباشر (قد تصل إلى 70% مخبريا [39]) عن طريق تبادل و تنقل مجموعة من الجزيئات بينها و التي تلعب دور الوسيط بين الخلايا كالأنزيمات، الهرمونات و النواقل الكيميائية... الخ.
 - وكذلك الخلايا التي تبقى سليمة و لم يظهر عليها أي ضرر رغم تعرضها لجرعة من الإشعاع يمكن أن تصبح نسبة منها غير مستقرة وراثيا و بعد مرور مدة خلال تطورها و تكاثرها عن طريق الانقسامات الخلوية ستتطور هذه الحالة عند نسبة من سلالة هذه الخلايا لتظهر حينها على هيئة خلايا متضرر فعليا.
 - تبرهن تجارب اليوم أن حتى أغشية الخلايا يمكن أن تكون هدفا ممكن للأضرار الإشعاعات و بالتالي سيزيد هذا من احتمال الإصابة.
- إذن، فمجموع كل هذه النتائج من شأنه أن يزيد حقا من احتمال توسع إصابة الأنسجة و الأعضاء مع مرور الوقت، و بالتالي الحصول على تأثير بيولوجي أكثر و أخطر [41].

3.5 حساب الجرعة الكلية بدلالة البعد "SN1987A":

الآن سنحاول حساب الجرعة الكلية لجسيمات النوترينو و ذلك بإدخال عبارة التدفق أو توزيع طيف النوترينو (سنعتمد على التوزيع (3-41) و معطيات المرجع [16]) على عبارة الجرعة من عمل Cossairt (المعادلة (4-11)) لتصبح من الشكل:

$$D = 1.6 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\rho_{\text{nuclei}}}{\rho} \cdot Q_{\text{Max}} \cdot \int_{E_{\text{Min}}}^{E_{\text{Max}}} \frac{d \sigma_{\nu - \text{nucleus}}}{dE} \cdot \frac{dT_{\text{ave}}}{dE} \cdot \frac{1}{4\pi \cdot d^2} \cdot \frac{dN}{dE} \cdot dE \quad [\mu\text{Sv}] \quad (5-01)$$

لحساب قيمة الجرعة الكلية بشكل دقيق (قدر الإمكان) سنأخذ بعين الاعتبار النقاط التالية:

- كما نعلم أن هذا التوزيع لطيف النوترينو هو مأخوذ عن دراسة تهدف لمحاكاة SN1987A, و بالتالي يمكننا أن نضع $E_{Max} = 40 \text{ MeV}$ و $E_{Min} = 6 \text{ MeV}$ و ذلك حسب نتائج الكواشف K-II و IMB (الوثيقة 3-13).
- في هذا المجال الطاقوي سنعتبر تفاعل النوترينو مع الأنوية فقط و عدم احتساب تفاعله مع الموكب الالكتروني و ذلك من باب الحيطة.
- عبارة القطاع الفعال $\sigma_{\nu\text{-nucleus}}$ تختلف من المجال 6-20 MeV إلى المجال 20-40 MeV و ذلك وفق المعادلتين (4-10-a) و (4-10-b) على الترتيب.
- عبارة القطاع الفعال لمضاد النوترينو تساوي إلى النصف من حالة النوترينو نفسه.
- سنعتبر الإنارة L_{ν} لكل صنف نوترينو ($\bar{\nu}_e, \nu_e$ و $(\nu_x \equiv \nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}, \nu_{\tau}, \bar{\nu}_{\tau})$) هي متساوية حيث:

$$L_{\nu_e} \cong L_{\bar{\nu}_e} \cong L_{\nu_x} \cong \frac{L_{Total}}{6} = \frac{3 \cdot 10^{53}}{6} \text{ erg} \cong 5 \cdot 10^{52} \text{ erg} = 31.21 \cdot 10^{57} \text{ MeV}. \quad (5-02)$$

إذن بعد النشر و التبسيط سنجد العبارة التالية, (5-03):

$$D = \frac{1.6 \cdot 10^{-4}}{4\pi \cdot d^2} \cdot \frac{\rho_{nuclei}}{\rho} \cdot Q_{Max} \cdot (4 \cdot 0.67) \times$$

$$\left\{ 2 \cdot (4.2 \cdot 10^{-45} \cdot N_{ave}^2) \cdot L_{\nu_e} \left[\frac{1}{F(\eta_{\nu_e}) \cdot T_{\nu_e}^4} \cdot \int_6^{20} \frac{(E + m_0) \cdot E^4}{(2E + m_0)^2 \cdot (e^{\frac{E}{T_{\nu_e}} - \eta_{\nu_e}} + 1)} \cdot dE \right. \right.$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{1}{F(\eta_{\bar{\nu}_e}) \cdot T_{\bar{\nu}_e}^4} \cdot \int_6^{20} \frac{(E + m_0) \cdot E^4}{(2E + m_0)^2 \cdot (e^{\frac{E}{T_{\bar{\nu}_e}} - \eta_{\bar{\nu}_e}} + 1)} \cdot dE$$

$$\left. + 3 \cdot \frac{1}{F(\eta_{\nu_x}) \cdot T_{\nu_x}^4} \cdot \int_6^{20} \frac{(E + m_0) \cdot E^4}{(2E + m_0)^2 \cdot (e^{\frac{E}{T_{\nu_x}} - \eta_{\nu_x}} + 1)} \cdot dE \right]$$

$$+ 3.4 \cdot 10^{-42} \cdot L_{\nu_e} \left[\frac{1}{F(\eta_{\nu_e}) \cdot T_{\nu_e}^4} \cdot \int_{20}^{40} \frac{(E + m_0) \cdot E^3}{(2E + m_0)^2 \cdot (e^{\frac{E}{T_{\nu_e}} - \eta_{\nu_e}} + 1)} \cdot dE \right.$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{1}{F(\eta_{\bar{\nu}_e}) \cdot T_{\bar{\nu}_e}^4} \cdot \int_{20}^{40} \frac{(E + m_0) \cdot E^3}{(2E + m_0)^2 \cdot (e^{\frac{E}{T_{\bar{\nu}_e}} - \eta_{\bar{\nu}_e}} + 1)} \cdot dE$$

$$\left. + 3 \cdot \frac{1}{F(\eta_{\nu_x}) \cdot T_{\nu_x}^4} \cdot \int_{20}^{40} \frac{(E + m_0) \cdot E^3}{(2E + m_0)^2 \cdot (e^{\frac{E}{T_{\nu_x}} - \eta_{\nu_x}} + 1)} \cdot dE \right] \left. \right\} \quad [\mu\text{Sv}]$$

حيث حسب عمل Cossairt لدينا:

$$\begin{aligned}
m_0 &= A_{ave} \cdot 9.315 \cdot 10^2 \text{ MeV} \cong 13047 \text{ MeV}. \\
\rho &= 1.07 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}, \rho_{\text{nucleus}} = 4.60 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}. \\
Q_{Max} &= 30, \quad N_{ave} = 6.959.
\end{aligned} \tag{5-04}$$

و حسب توزيع طيف النوترينو (3-41) سنجد:

$$\begin{aligned}
\eta_{\nu_e} &\cong 2, \quad F(\eta_{\nu_e}) = \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^{x-\eta} + 1} \cdot dx \cong 34.29828327, \\
\eta_{\bar{\nu}_e} &\cong 3, \quad F(\eta_{\bar{\nu}_e}) = \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^{x-\eta} + 1} \cdot dx \cong 75.72981188, \\
\eta_{\nu_x} &\cong 1, \quad F(\eta_{\nu_x}) = \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^{x-\eta} + 1} \cdot dx \cong 14.38935649,
\end{aligned} \tag{5-05}$$

$$\begin{aligned}
\langle E_{\nu_e} \rangle &\approx 10 \text{ MeV}, \quad T_{\nu_e} = \frac{\langle E_{\nu_e} \rangle}{3.1514 + 0.125\eta + 0.0429\eta^2} \cong 2.798768542 \text{ MeV}, \\
\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle &\approx 15 \text{ MeV}, \quad T_{\bar{\nu}_e} = \frac{\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle}{3.1514 + 0.125\eta + 0.0429\eta^2} \cong 3.833865815 \text{ MeV}, \\
\langle E_{\nu_x} \rangle &\approx 20 \text{ MeV}, \quad T_{\nu_x} = \frac{\langle E_{\nu_x} \rangle}{3.1514 + 0.125\eta + 0.0429\eta^2} \cong 6.025366794 \text{ MeV},
\end{aligned} \tag{5-06}$$

بعد الحساب سنجد (سنستعين هنا بالبرنامج Maple 9.5 لحساب):

$$D = \frac{1.921536456 \cdot 10^{33}}{d^2} \quad [\mu\text{Sv}] \tag{5-07}$$

و هي عبارة الجرعة الكلية D بدلالة البعد d و الناجمة عن كل نجم SN مماثل لنجم SN1987A.

4.5 المسافة الحدية الأدنى لخطر SN:

بالنظر إلى المعادلة (5-07) يمكننا القول أن لكل نجم SN كتلته $20 M_{\odot}$ يبعد عنا بحوالي $d = 1 \text{ pc}$ يمكنه أن يولد جرعة خلال 13 ثانية قيمتها:

$$D \cong 2 \cdot 10^{-10} \text{ Sv} \tag{5-08}$$

و هي إذن أقل بـ 100 مرة من جرعة Collar و Cossairt.

حالياً أدنى جرعة معتمدة في مجال الراديو بيولوجي هي 20 mSv/yr ³⁶. و بالتالي المسافة الموافقة لتوليد هذه الجرعة عن نجم SN مشابه لـ SN1987A هي:

³⁶ هذه الجرعة هي معتمدة في حالة الأشخاص العاملين في بيئة عمل يمكن اعتبارها سامة (المناجم، المفاعلات النووية، الصناعات الكيماوية... إلخ) و التي لها احتمال ظهور أورام سرطانية أو تشوهات خلقية بالنسبة للأجيال القادمة و هذا الاحتمال يزيد مع مرور الوقت (سنوات إلى... أجيال).

$$d \approx 3.1 \cdot 10^9 \text{ km} = 0.1 \text{ mpc} \quad (5-09)$$

و لكن و كما أشرنا سابقا (الجدول 5-01) هذه الجرعة المعتمدة هي كمية من الطاقة التي تتعرض لها الجموع لمدة سنة كاملة و لكن و كما نعلم أن في حالة نوترينو المستعرات العظمى هي تحدث في شبه ومضة (13 أو 15 ثانية على أقصى تقدير) و بالتالي المقارنة هنا تحتاج إلى إدخال عامل الفرق في مدة التعرض (le débit de dose) و الذي يعتبر عامل أساسيا في حالة الجرعات الضعيفة. و لكن و للأسف الشديد لا يمكننا حساب الفرق بشكل دقيق لأنه لحد اللحظة لا يوجد نموذج يمكنه فعله ذلك بالنسبة للجرعات الضئيلة³⁷ و التي لا تظهر آثارها إلى بعد أعوام أو حتى أجيال. نحن نعلم أن الفرق بين سنة و بعض من الثانية يصل إلى حوالي 2×10^7 و هو فرق كبير. فلذا أعتقد أنه يمكن القول أن المسافة التي توافق هذا الأثر هي في حدود،

$$d \approx 0.1 \text{ pc} \quad (5-10)$$

و قد تكون أكثر أو أقل.



³⁷ عكس الجرعات المتوسطة أو القوية و التي تظهر آثارها خلال الدقائق، الساعات، الأيام أو حتى الأسابيع الأولى و بالتالي يمكن التعامل معها مخبريا.

الفصل 6

خلاصة الموضوع

إذن و كما رأينا , فبعد معرفة الجديد من مجال الراديو بيولوجي تمكنا من الرد بشكل مباشر على طريقة تخمين خطورة نوترينونات المستعرات العظمى بالنسبة للأعمال السابقة و تبيان ما مدى كفاءتها خاصة في ما يتعلق بإسقاطها لعامل سرعة تدفق الجرعة التي تعتبر جوهرية و أساسية في تخمين خطورة الجرعات الضعيفة (خاصة عمل Cossairt و ذلك رغم نجاحه إلى حد بعيد في حساب الجرعة لكل نوترينو SN) ثم استعنا بالأعمال الناجحة التي تسعى الآن لمحاكاة طيف التقاط النوترينو SN ($20 M_{\odot}$) على الجيل الجديد من الكواشف (مثل Hyper-Super Kamiokande و آخرين) لاستخدام عبارة التدفق أو طيف توزيع النوترينو لحساب الجرعة الكلية بدلالة البعد, و من ثم تقدير المسافة الحدية الأدنى التي يمكن من خلالها أن تبدأ المستعرات العظمى بتشكيل خطرا على الحياة في الأرض (حوالي 0.1 pc).

لتدقيق فإن النتائج و القيم التي توصلنا إليها ليست نهائية و قد تحتاج للمراجعة بعض الشيء و ذلك بسبب اعتمادها على نتائج محاكاة (يمكننا أن نتأكد من مدى دقتها فقط عبر انتظار ما ستسفر عنه الكواشف الجديدة من نتائج خلال إنفجار نجم SN... إن حدثت) و الأمر الثاني مسألة تحديد مخاطر الإشعاعات الضئيلة و معدل تدفقها يُعدُّ هو في حد ذاته مشكلة بالنسبة لي و ذلك لعدم تخصص فيه.



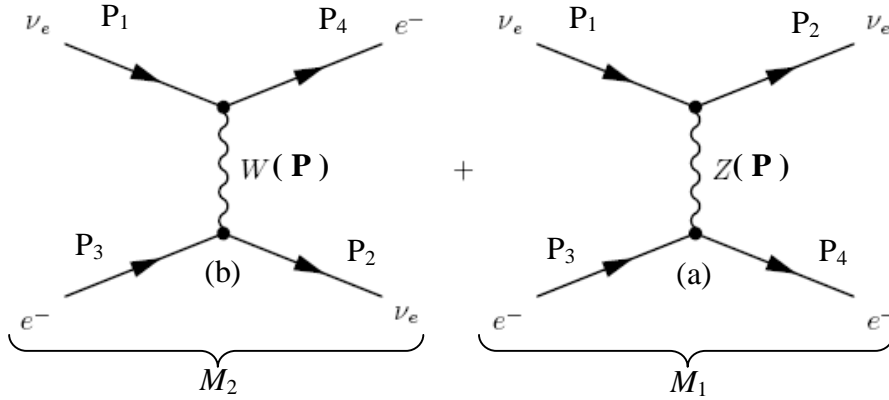
الملحق A:

مثال نموذجي لحساب القطاع الفعال لتفاعل النوترينو

سنحاول هنا إعطاء مثال نموذجي لحساب القطاع الفعال لتفاعل جسيم النوترينو بحيث يمكننا من خلاله حساب البقية بطريقة مطابقة تقريبا. إذن فالتفاعل المقترح هو:

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$$

و الذي سيأخذ الحالات الممكنة التالية و ذلك حسب مخططات Feynman (الوثيقة A-1).



S - Channel

الوثيقة A-1: مخططات Feynman الممكنة التي تصف تفاعل النوترينو وفق الاستطارة المرنة $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ ؛ التيارات المتعادلة (a) التيارات المشحونة (b).

بترجمة كل مقطع من مخططات Feynman إلى الحد الذي يمثلها (قواعد Feynman) سنجد أن طويلة أو عمدة هذا التفاعل هي من الشكل:

$$M = M_1 + M_2$$

$$= \left[\bar{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \left(\frac{-ig}{2\cos\theta_w} \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) \right) U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right] G_{\mu\nu}^Z(p) \left[\bar{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \left(\frac{-ig}{2\cos\theta_w} \gamma^\nu (g_V^e - g_A^e \gamma^5) \right) U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right]$$

$$+ \left[\bar{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \left(\frac{-ig}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \right) U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right] G_{\mu\nu}^W(p) \left[\bar{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \left(\frac{-ig}{2\sqrt{2}} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right) U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right]$$

الثوابت هي مستخلصة و مصنفة في النموذج القياسي, حيث:

$$g_V^v = g_A^v = \frac{1}{2}$$

$$g_V^e = -\frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_W, \quad g_A^e = -\frac{1}{2}$$

يجب علينا هنا مراعاة الاعتبارات التجريبية التي نتعامل فيها غالبا مع طاقات متدنية مقارنة بكتلة كل من البوزونات المعيارية Z و W^\pm (في حدود 100 GeV) إذ يتحتم علينا تقريب عبارة كل من

على النحو التالي: $G_{\mu\nu}^Z(p), G_{\mu\nu}^W(p)$

$$G_{\mu\nu}^{(W)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_W^2}}{p^2 - m_W^2 + i\varepsilon} \xrightarrow{|K|^2 \ll m_W^2} -\frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2}, \quad G_{\mu\nu}^{(Z)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2}}{p^2 - m_Z^2 + i\varepsilon} \xrightarrow{|K|^2 \ll m_Z^2} -\frac{g_{\mu\nu}}{m_Z^2}$$

إذن:

$$M = M_1 + M_2$$

$$\begin{aligned} &= -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right] \left[\bar{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \gamma_\mu (g_V^e - g_A^e \gamma^5) U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right] \\ &+ -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right] \left[\bar{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right] \end{aligned}$$

أين:

$$\frac{g^2}{8 m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{g^2}{8 m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

باستعمال تحويل Fierz يمكننا إعادة كتابة الطويلة M في شكلها المبسط,

$$\begin{aligned} M &= -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\bar{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right] \left(\left[\bar{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \gamma_\mu (g_V^e - g_A^e \gamma^5) U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right] + \left[\bar{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right] \right) \right\} \\ &= -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\bar{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right] \left[\bar{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \gamma_\mu (1 + g_V^e) - (1 + g_A^e) \gamma^5 \right] U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right\} \end{aligned}$$

أي:

$$M^+ = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\bar{U}_{\nu_i}^{(r)}(p_1) (1 - \gamma^5) \gamma^\mu U_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \right] \left[\bar{U}_{e_i}^{(r)}(p_3) (1 + g_V^e) - (1 + g_A^e) \gamma^5 \right] \gamma_\mu U_{e_f}^{(r)}(p_4) \right\}$$

الآن متوسط مربع طويلة هذا التفاعل هو:

$$\begin{aligned}
\overline{|M|^2} &= \frac{1}{2} \sum_{\{spin\}} MM^+ \\
&= \frac{1}{2} \cdot \frac{G_F^2}{2} \sum_{\{spin\}} \left\{ \begin{aligned} & \left[\overline{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \gamma^\mu (1-\gamma^5) U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right] \left[\overline{U}_{\nu_i}^{(r)}(p_1) (1-\gamma^5) \gamma^\sigma U_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \right] \\ & \times \left[\overline{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \gamma_\mu (V-A\gamma^5) U_{e_i}^{(r)}(p_3) \right] \left[\overline{U}_{e_i}^{(r)}(p_3) (V-A\gamma^5) \gamma_\sigma U_{e_f}^{(r)}(p_4) \right] \end{aligned} \right\} \\
&= \frac{G_F^2}{4} \left\{ \begin{aligned} & \text{Tr} \left[\left(\sum_{spin} U_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \overline{U}_{\nu_f}^{(r)}(p_2) \right) \gamma^\mu (1-\gamma^5) \left(\sum_{spin} U_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \overline{U}_{\nu_i}^{(r)}(p_1) \right) (1-\gamma^5) \gamma^\sigma \right] \\ & \times \text{Tr} \left[\left(\sum_{spin} U_{e_f}^{(r)}(p_4) \overline{U}_{e_f}^{(r)}(p_4) \right) \gamma_\mu (V-A\gamma^5) \left(\sum_{spin} U_{e_i}^{(r)}(p_3) \overline{U}_{e_i}^{(r)}(p_3) \right) (V-A\gamma^5) \gamma_\sigma \right] \end{aligned} \right\}
\end{aligned}$$

حيث اختصارا وضعنا:

$$(1+g_V^e) = V \quad , \quad (1+g_A^e) = A$$

و من العلاقتين:

$$\sum U(p) \overline{U}(p) = \frac{p+m}{2m} \quad , \quad \sum V(p) \overline{V}(p) = \frac{p-m}{2m}$$

ملاحظة: بما أن كتلة كل من النوترينو و الإلكترون تكون جد مهملة أمام قيم رباعية الدفع P يمكن إهمال الحدود التي تحتويها بعد نشر العبارة الأخيرة لـ $|M|^2$ و تبقى لدينا بالتالي الحدود التالية:

$$\begin{aligned}
\overline{|M|^2} &= \frac{G_F^2}{4} \left\{ \text{Tr} \left[p_2 \gamma^\mu (1-\gamma^5) p_1 (1-\gamma^5) \gamma^\sigma \right] \times \text{Tr} \left[p_4 \gamma_\mu (V-A\gamma^5) p_3 (V-A\gamma^5) \gamma_\sigma \right] \right\} \\
&= \frac{G_F^2}{4} \left\{ \text{Tr} \left[p_2 \gamma^\mu p_1 \gamma^\sigma 2(1-\gamma^5) \right] \times \text{Tr} \left[p_4 \gamma_\mu p_3 \gamma_\sigma (V^2 + A^2 - 2V \cdot A \cdot \gamma^5) \right] \right\} \\
&= \frac{G_F^2}{2} \left\{ \text{Tr} \left[p_2 \gamma^\mu p_1 \gamma^\sigma - p_2 \gamma^\mu p_1 \gamma^\sigma \gamma^5 \right] \times \text{Tr} \left[p_4 \gamma_\mu p_3 \gamma_\sigma \left(\frac{V^2 + A^2}{C} - p_4 \gamma_\mu p_3 \gamma_\sigma \frac{2V \cdot A}{D} \right) \right] \right\} \\
&= \frac{G_F^2}{2} \left\{ \left(4 \left[p_2^\mu p_1^\sigma + p_2^\sigma p_1^\mu - (p_2 p_1) g^{\mu\sigma} \right] - 4i \varepsilon^{\alpha\mu\beta\sigma} p_{2\alpha} p_{1\beta} \right) \times \left(4C \left[p_{4\mu} p_{3\sigma} + p_{4\sigma} p_{3\mu} - (p_4 p_3) g_{\mu\sigma} \right] - 4Di \varepsilon_{\alpha'\mu\beta'\sigma} p_{4\alpha'} p_{3\beta'} \right) \right\} \\
&= 16G_F^2 \left\{ (C+D)[(p_2 p_4)(p_1 p_3)] + (C-D)[(p_2 p_3)(p_1 p_4)] \right\}
\end{aligned}$$

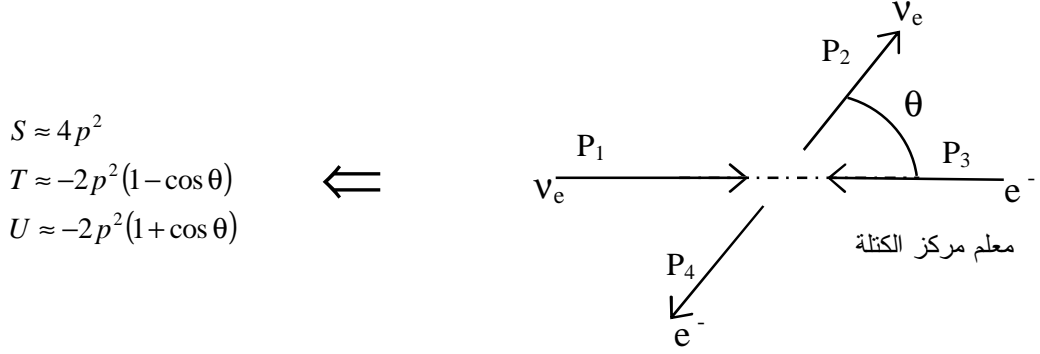
و بالاستعانة بمتغيرات Mandelstam التي نلخصها فيما يلي:

$$\begin{aligned}
S &= (p_1 + p_3)^2 \Rightarrow p_1 p_3 = \frac{S}{2} - \frac{(p_1^2 + p_3^2)}{2} = \frac{S}{2} - \frac{(m_\nu^2 + m_e^2)}{2} \approx \frac{S}{2} \\
&= (p_2 + p_4)^2 \Rightarrow p_2 p_4 = \frac{S}{2} - \frac{(p_2^2 + p_4^2)}{2} = \frac{S}{2} - \frac{(m_\nu^2 + m_e^2)}{2} \approx \frac{S}{2} \\
T &= p^2 = (p_1 - p_2)^2 = (p_3 - p_4)^2 \Rightarrow p_1 p_2 = p_3 p_4 = \frac{-T}{2} - m_\nu^2 = \frac{-T}{2} - m_e^2 \approx \frac{-T}{2} \\
U &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \Rightarrow p_1 p_4 = p_2 p_3 = \frac{-U}{2} - \frac{(m_\nu^2 + m_e^2)}{2} \approx \frac{-U}{2}
\end{aligned} \quad / \quad \text{at HE } m_\nu, m_e \approx 0$$

طويلة هذا التفاعل ستكتب من الشكل:

$$|\overline{M}|^2 = 4G_F^2 \left\{ (C+D)S^2 + (C-D)U^2 \right\}$$

في معلم مركز الكتلة، أين الزاوية θ هي بين اتجاه رباعي الدفع P_1 و P_3 , نجد.

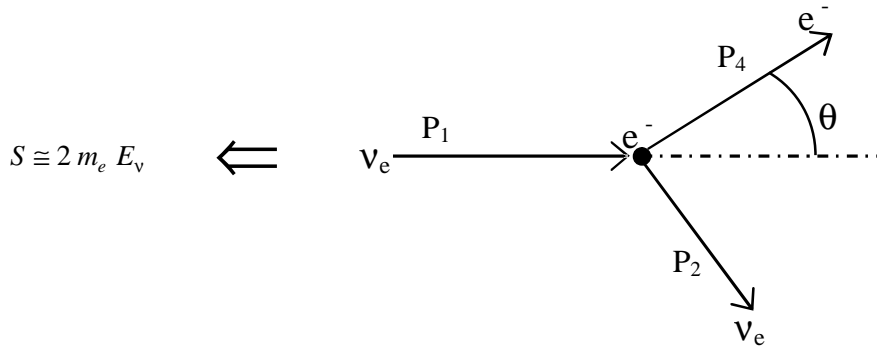


$$|\overline{M}|^2 = G_F^2 (4p^2)^2 \left\{ 4(C+D) + (C-D)(1 + \cos \theta)^2 \right\} \quad \text{أي:}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2 S}{64\pi^2} \left\{ 4(C+D) + (C-D)(1 + \cos \theta)^2 \right\} \quad \text{و منه:}$$

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{G_F^2 S}{4\pi} \left\{ (C+D) + \frac{1}{3}(C-D) \right\} \\ &= \frac{G_F^2 S}{4\pi} \left\{ (1 + 2\sin^2 \theta_w)^2 + \frac{4}{3}\sin^4 \theta_w \right\} \end{aligned}$$

في معلم المخبر الثابت نجد أن:



$$\sigma = \frac{G_F^2 m_e E_v}{2\pi} \left\{ (1 + 2\sin^2 \theta_w)^2 + \frac{4}{3}\sin^4 \theta_w \right\}$$

و أخيرا بالتعويض العددي نجد:

$$\sigma_{(\nu_{e^-} e^- \rightarrow \nu_{e^-} e^-)} \cong 9.33 \times 10^{-44} \left(\frac{E_\nu}{10 \text{ MeV}} \right) \text{ cm}^2$$

حيث:

$$G_F = 1.16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$m_e = 0.510998918(44) \text{ MeV}$$

$$\sin^2 \theta_w = 0.23149(15)$$

$$1 \text{ eV} = 5.068 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$$

الجدول التالي سنلخص فيه أهم تفاعلات النوترينو الممكنة.

| نوع التفاعل | القطاع الفعال الكلي σ |
|---|--|
| التفاعلات المرنة | |
| $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ | $\sigma = \frac{G_F^2 S}{4\pi} \left\{ (1 + 2\sin^2 \theta_w)^2 + \frac{4}{3} \sin^4 \theta_w \right\}$ |
| $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ | $\sigma = \frac{G_F^2 S}{4\pi} \left\{ \frac{1}{3} (1 + 2\sin^2 \theta_w)^2 + 4\sin^4 \theta_w \right\}$ |
| $\nu_\mu, \nu_\tau + e^- \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau + e^-$ | $\sigma = \frac{G_F^2 S}{4\pi} \left\{ (1 - 2\sin^2 \theta_w)^2 + \frac{4}{3} \sin^4 \theta_w \right\}$ |
| $\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau + e^-$ | $\sigma = \frac{G_F^2 S}{4\pi} \left\{ \frac{1}{3} (1 - 2\sin^2 \theta_w)^2 + 4\sin^4 \theta_w \right\}$ |
| $\nu_l, \bar{\nu}_l + p \rightarrow \nu_l, \bar{\nu}_l + p$ | $\sigma_{NC}^{(\nu)p} \cong \frac{G_F^2}{4\pi} \left[(1 - 4\sin^2 \theta_w)^2 + 3g_A^2 \right] E_\nu^2$ |
| $\nu_l, \bar{\nu}_l + n \rightarrow \nu_l, \bar{\nu}_l + n$ | $\sigma_{NC}^{(\nu)n} \cong \frac{G_F^2}{4\pi} \left[1 + 3g_A^2 \right] E_\nu^2$ |
| التفاعلات الشبه مرنة | |
| $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$ | $\sigma = \frac{G_F^2 S}{\pi} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{S} \right)$ |
| $e^+ + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \nu_e$ | $\sigma = \frac{G_F^2 S}{12\pi} \left\{ \frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_w + 4\sin^4 \theta_w \right\}$ |
| $e^+ + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu$ | $\sigma = \frac{G_F^2 S}{12\pi} \left\{ \frac{1}{2} - 2\sin^2 \theta_w + 4\sin^4 \theta_w \right\}$ |
| $\nu_l + n \rightarrow p + l^-$ $\bar{\nu}_l + p \rightarrow n + l^+$ | $\sigma_{CC}^{m,\bar{\nu}p} \cong \frac{G_F^2 V_{ud} ^2}{\pi} \left[1 + 3g_A^2 \right] E_\nu^2$ |

المراجع:

- [1] Kai Zuber, *Neutrino Physics* (Taylor & Francis Group, New York, 2004).
- [2] W.N.Cottingham and D.A.Greenwood, *Introduction to The Standard Model of Particle Physics*; Second edition (Cambridge, New York, 2007).
- [3] C.Giunti and C.W.Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford, New York, 2007).
- [4] Mohapatra.R.N. and PalP.B, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*; Third edition (Word scientific, Singapore, 2004)
- [5] Roberto Casalbuoni, *The Standard Model of Electroweak Interactions* (note of cours, Otranto School, 1997).
- [6] Francis Halzen and Alan D.Martin, *Quarks and Leptons: an Introductory Course in Modern Particle Physics* (John Wiley & Sons, Canada.1984).
- [7] Mikhail Shaposhnikov, *Champs Quantiques Relativistes* (note de cours, Lousanne, 2005).
- [8] F.Mandl and G.Shaw, *Quantum Field Theory* (John Wiley & Sons, Great Britain.1986).
- [9] L.Marleau, *Introduction à la Physique des Particules* (note de cours, Université de Laval, 2006).
- [10] Moumni.M, Master Thesis, Constantine 1999.
- [11] Ahriche.A, Master Thesis, Constantine 2002.
- [12] John N.Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1988).
- [13] L.B.Okun, *Leptons and Quarks* (North-Holland,Netherlands, 1987).
- [14] M. Mobberley, *Supernovae and How to Observe Them* (Springer, New York, 2007).
- [15] J.C.Wheeler, *Cosmic Catastrophes* (Cambridge, New York, 2007).
- [16] K.Kotake and K.Sato and K.Takahashi, *Explosion Mechanism, Neutrino Burst, and Gravitational Wave in Core-Collapse Supernovae*, 2005 astro-ph/0509456.
- [17] H.-Th. Janka et al, *Theory of Core-Collapse Supernovae*. 2006, astro-ph/0612072.
- [18] M.T.Keil et al., 2003, astro-ph/0208035.

- [19] M.T.Keil, 2003, astro-ph/0308228.
- [20] Stefan Roth, *High Energy Neutrinos*, 5A1381 Seminar Course in Theoretical Physics 2005.
- [21] N.Benitez, J.Maiz-Apellaniz, and M.Canelles, *Evidence for Nearby Supernova Explosions*, Physical Review Letters, 88 (2002).
- [22] Knie.K, Korschinek.G, Faestermann.T, et al. Phys.Rev.Lett 83, 18 (1999).
- [23] Brain D.Fields and John Ellis, 1998, astro-ph/9811457.
- [24] Lucienne Gouguenheim, *Structure Interne des Etoiles* (note de cours, université de paris-sud).
- [25] T.Totani, K.Sato, H.E.Dalhed and J.R.Wilson, 1998, astro-ph/9710203.
- [26] T.A.Thompson, A.Burrows and P.A.Pinto, 2003, astro-ph/0211194.
- [27] F.Mannucci et al., 2005, astro-ph/0411450.
- [28] J.Mais-Apellaniz, *The Origin of The Local Bubble*, 2001, astro-ph/0108472.
- [29] AOdrzywolek, M.Misiaszek and M.Kutschera. 2004, astro-ph/0311012.
- [30] S.F.Novaes, 2000, hep-ph/0001283.
- [31] Arnon Dar and A. De Rujula, 2002, astro-ph/0110162.
- [32] J.I.Collar, *Biological Effects of Stellar Collapse Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 76, 999 (1996).
- [33] J.D.Cossairt and E.T.Marshall, *Comment on "Biological Effects of Stellar Collapse Neutrinos"*, Phys. Rev. Lett. 78, 1394 (1997).
- [34] J.D.Cossairt, N.L.Grossman and E.T.Marshall, *Assessment of Dose equivalent Due to Neutrinos*. Health Phys. (Vol. 73, Issue 6, Pages 894-8) Dec 1997.
- [35] R.Sanchez, R.Cardenas, *The Genetic of (Astronomically induced) Life Extinction*, 2004.
- [36] Chetioui and al, *Effets Biologiques des Rayonnements Ionisants "événements critiques"* (Groupe de physique des solides, Université Pierre et Marie Curie, Paris ,2004).
- [37] M.Scholz, *Dose Response of biological systems to low- and high-LET Radiation*. Chapter 01 from Microdosimetric Response of Physical and Biological Systems to low- and high LET (Edited by Yigal Horowitz, isreal, 2006).
- [38] Gerhard Kraft, *Radiobiological Effects of highly charged-ions*, The Physics of Highly and Multiply Charged Ions (Ed. F.J.Currell Kluwer Academic Publisher 2002).

- [39] Roland Masse, *Effets des Faibles Doses de Rayonnements Ionisants* (école d'été de physique "L'énergie sous toutes ses formes", site universitaire de Caen) 27-30 août 2001.
- [40] R.Schulte et al., *Ion-counting Nanodosimetry Current Status and Future Applications*.
- [41] Jean-Philippe Vuillez, *Effet biologique des Rayonnements Ionisants ou Radiobiologie* (note de cours, université Joseph Fourier, 2006/2007).
- [42] Marc Herant, Stirling A.Colgate, Willy Benz and Chris Fryer. *Neutrinos and Supernovae* (Los Alamos Science, Number 25, 1997).
- [43] Alexei Yu. Smirnov, Neutrino-2008: Where are we? Where are we going?, 2008, hpe-ph/08102668.
- [44] Universalise encyclopédie, version 10.
- [45] Wikipédia internet encyclopedic.

ملخص:

إذن, فبعد التطرق لفيزياء تفاعل النوترينو و فيزياء المستعرات العظمى و شيء من الجديد في مجال الراديو بيولوجي تمكنا من:

1. الرد بشكل مباشر على طريقة تخمين خطورة نوترينونات المستعرات العظمى بالنسبة للأعمال السابقة و تبيان ما مدى كفاءتها (خاصة عمل Cossairt و ذلك رغم نجاحه إلى حد بعيد في حساب الجرعة لكل نوترينو SN).
2. ثم استعنا بالأعمال التي تسعى الآن لمحاكاة طيف النقاط النوترينو SN ($20 M_{\odot}$) على الجيل الجديد من الكواشف (مثل Hyper-Super Kamiokande و آخرين) لاستخدام عبارة التدفق أو طيف توزيع النوترينو لحساب الجرعة الكلية بدلالة البعد.
3. و من ثم تقدير المسافة الحدية الأدنى التي يمكن من خلالها أن تشكل المستعرات العظمى خطرا على الأرض.

الكلمات المفتاحية: النوترينو, النموذج القياسي, المستعرات العظمى, علم الفلك, الراديو بيولوجي.

ABSTRACT

We have discussed in this thesis the physics of the neutrinos and also that of the Supernovae, as well as the basic principles of radiobiology.

We have been able to:

1. Reconsider the danger of Supernova neutrinos in relation to previous work and their applicability in the light of recent progress in radiobiology (Especially the work of Cossairt despite his relative success in computing the neutrino dose from SNe).
2. Making use of the work on simulation of the neutrino spectrum in massive SNe stars from new generation of detectors (Like Hyper-Super-Kamiokande), and from the estimated neutrino flux, we compute the total dose in function of the distance.
3. We were then able to give a new of the limiting distance of exploding supernovae which may constitute a danger on Earth.

Keywords: Neutrinos, Standard Model, Supernovae, Astronomy, Radiobiology.

RESUME

Nous avons discuté dans ce travail tant la physique du neutrino que celle des Supernovae, ainsi que les principes de base de la radiobiologie.

Ceci nous a permis d'entreprendre les études suivantes :

1. Reconsidérer le danger des neutrinos des Supernovae en relation avec les travaux précédents ainsi que leur applicabilité à la lumière des récents développements en radiobiologie (En particulier les travaux de Cossairt et ce malgré son succès relatif dans son calcul de la dose par neutrino des SNe).
2. Exploitant les résultats du travail de simulation des spectres de neutrinos émanant d'étoiles massives de la nouvelle génération de détecteurs (Tels que Hyper-Super-Kamiokande), et de l'estimation du flux de neutrino, nous calculons la dose totale en fonction de la distance.
3. On a ainsi été capable de donner une nouvelle estimation de la distance limite des supernovae à même de constituer un danger sur Terre.

Mots clé: Neutrinos, Modèle Standard, Supernovae, Astronomie, Radiobiologie.