



## أطروحة

مقدمة لنيل شهادة

## دكتوراه

الميدان : علوم المادة  
الشعبة : فيزياء  
التخصص : فيزياء نظرية

# انتقال الأشعة الكونية في المجال المغناطيسي للأرض

للطالبة

بن سناني سامية

### أمام اللجنة

جامعة عنابة	أستاذ	رئيس	جميل توفيق
جامعة عنابة	أستاذ	مدير الأطروحة	عطاء الله رضا
جامعة سوق اهراس	أستاذ	ممتحن	عليوة كمال
جامعة عنابة	أستاذ	ممتحن	طلعي محمد الشريف
جامعة سوق اهراس	أستاذ محاضر أ	ممتحن	سدراي رفيق



# الإهداء

أهدي هذا العمل إلى أمي وأبي و كل عائلتي وكل من يعرفني .



# الشكر

- أشكر الله عز وجل الذي وفقني في إنجاز هذا العمل .
- أتقدم بشكري الخالص إلى أستاذي المحترم و الفاضل الأستاذ رضا عطاء الله على صبره معي .
- أشكر الأساتذة أعضاء اللجنة على مجهودهم و على حضورهم .
- كما أشكر جميع أساتذة قسم الفيزياء .
- وأشكر كل من قدم لي يد العون .



## ملخص

تهدف هذه الأطروحة إلى دراسة تأثير الحقل المغناطيسي للأرض ، المعروف أيضا تحت اسم الحقل الجيومغناطيسي ، على بروتونات الأشعة الكونية الابتدائية ، وذلك في إطار التجربة الفضائية AMS-01 . نقوم بحساب المسار السابق لكل بروتون ابتدائي بإجراء التكامل على معادلة الحركة الكلاسيكية لبروتون مضاد يحمل نفس الطاقة ، وذلك بالاستعانة بطريقة المسارات العكسية (back-tracking method) . نصف الحقل الجيومغناطيسي أولا باستخدام تقريب ثنائي الأقطاب المغناطيسي (dipolar approximation) ، ثم باستخدام النموذج الرقمي الحديث المعروف باسم المجال الجيومغناطيسي المرجعي الدولي (IGRF) . نقوم بحل هذه المسألة بطريقة رقمية عبر محاكاة مونت كارلو (Monte Carlo) شاملة ، بالاقتران مع طريقة رونج-كوتا-نيستروم (Runge-Kutta-Nyström) التي صممت خصيصا لحل المعادلات التفاضلية من الدرجة الثانية مثل معادلة الحركة لجسيمة مشحونة في حقل مغناطيسي . باستخدام مصطلح المسار المسموح و المسار الممنوع ، نبين أن مميزات طيف الطاقة لبروتونات الأشعة الكونية المرصودة من طرف AMS-01 يمكن شرحها ببساطة في ضوء تأثير الحقل الجيومغناطيسي الذي يزيل جسيمات الأشعة الكونية منخفضة الطاقة .

الكلمات المفتاحية : الأشعة الكونية - الحقل المغناطيسي الأرضي - AMS-01 - IGRF -  
القطع الجيومغناطيسي





# Abstract

This thesis aims at studying the effects of the Earth's magnetic field, also known as the *geomagnetic field*, on primary cosmic-ray protons in the context of the spatial experiment AMS-01. The past trajectory of each primary proton is calculated by integrating the classical equation of motion of an anti-proton of the same energy (back-tracking method) in a map of the geomagnetic field described first by a magnetic dipole (dipolar approximation), and then by the modern numerical model known as the *International Geomagnetic Reference Field* (IGRF) . The problem is solved numerically through detailed Monte Carlo simulations, in combination with the Runge-Kutta-Nyström method which was specially designed for the resolution of second order differential equations such as the equation of motion of a charged particle in a magnetic field. Using the concept of “allowed” trajectory and “forbidden” trajectory, we show that the singularities in the energy spectrum of the cosmic-ray protons observed by AMS-01 can be easily interpreted by the geomagnetic effects, with a suppression of cosmic rays of low energies.

**Keywords:** Cosmic rays - Geomagnetic field - AMS-01 - IGRF - Geomagnetic cutoff



# Résumé

Cette thèse vise à étudier les effets du champ magnétique terrestre, également connu sous le terme de *champ géomagnétique*, sur les protons cosmiques primaires dans le contexte de l'expérience spatiale AMS-01. La trajectoire passée de chaque proton primaire est calculée en intégrant l'équation classique de mouvement d'un anti-proton de même énergie (méthode du back-tracking) dans un champ géomagnétique, décrit d'abord par un dipôle magnétique (approximation dipolaire), et ensuite par le modèle numérique moderne appelé *champ de référence géomagnétique international* (IGRF). Le problème est résolu de manière numérique à travers des simulations Monte Carlo détaillées, en combinaison avec la méthode de Runge-Kutta-Nyström qui fut spécialement conçue pour la résolution des équations différentielles du deuxième ordre telle que l'équation de mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique. En utilisant le concept de trajectoire "permise" et trajectoire "interdite", nous montrons que les singularités du spectre d'énergie des protons cosmiques observés par AMS-01 peuvent être facilement interprétées par des effets géomagnétiques, se traduisant par l'élimination des rayons cosmiques de faible énergie.

**Mots clés :** Rayons cosmiques - Champ géomagnétique - AMS-01 - IGRF - Coupure géomagnétique



# المحتويات

17	مقدمة
19	الفصل الأول : الأشعة الكونية
19	1. لمحة تاريخية
21	2. الأشعة الكونية الابتدائية
23	3. طيف الطاقة الأولي
26	4. الأشعة الكونية الثانوية
28	5. الشلالات الهوائية
30	6. رصد الأشعة الكونية
30	(أ) الرصد المباشر
33	(ب) الرصد غير المباشر
35	7. مصادر الأشعة الكونية
35	(أ) التسريع بالحقول الكهرومغناطيسية
37	(ب) التسريع بآلية فرمي
38	8. تأثيرات الحقل المغناطيسي الأرضي
39	(أ) مفعول خط العرض
39	(ب) المفعول شرق - غرب

41	الفصل الثاني : تقريب ثنائي الأقطاب
41 . . . . .	1. الحركة في حقل مغناطيسي كيني
41 . . . . .	(ا) معادلات الحركة
43 . . . . .	(ب) حالات خاصة
46 . . . . .	2. الحركة في حقل مغناطيسي ثنائي الأقطاب
57 . . . . .	3. القطع المغناطيسي
59 . . . . .	4. تطبيق على الحقل المغناطيسي الارضي
63	الفصل الثالث : لآثار الجيومغناطيسية على الأشعة الكونية في تجربة AMS-01
63 . . . . .	1. الحقل المغناطيسي الأرضي الحقيقي
65 . . . . .	2. المجال الجيومغناطيسي المرجعي الدولي (IGRF)
74 . . . . .	3. التجربة الفضائية AMS-01
77 . . . . .	4. المحاكات
78 . . . . .	(ا) الطريقة العددية
81 . . . . .	(ب) المقارنة مع بيانات AMS-01
85	خلاصة
87	المصادر
89	ملحق

# قائمة الأشكال

1	ازدياد التفريغ الكهربائي مع الارتفاع في تجربة هاس (Hess) . . . . . 20
2	انتشار ورصد الأشعة الكونية . . . . . 22
3	نسب تواجد العناصر الكيميائية في الأشعة الكونية مقارنة بالنظام الشمسي . . 22
4	طيف الطاقة التفاضلي للأشعة الكونية الابتدائية . . . . . 24
5	البنية المادية لطيف الطاقة التفاضلي للأشعة الكونية الابتدائية . . . . . 25
6	تدفق أغلب مكونات الأشعة الكونية في الغلاف الجوي للأرض . . . . . 27
7	المركبات الأساسية للشلال الهوائي (air shower) . . . . . 29
8	الجهاز AMS على متن محطة الفضاء الدولية (ISS) . . . . . 32
9	نظام مجموعة تلسكوب التصوير الإشعاعي عالي النشاط (VERITAS) . . . . . 32
10	. مع مركبة الإطلاق CREAM مركبة منطاد . . . . . 33
11	مخطط لعملية رصد جسيمة كونية عالية الطاقة . . . . . 34
12	مخطط هيلاس (Hillas) للأجرام السماوية المرشحة لتسريع الجسيمات الكونية . 36
13	مخطط لآلية التسريع بالموجات الصدمية . . . . . 38
14	مفعول خط العرض (latitude effect) . . . . . 39
15	نظام الإحداثيات الكروية . . . . . 42
16	الارتداد نتيجة التدرج باتجاه خطوط الحقل . . . . . 44
17	تأثير الحقل المتغير باتجاه عمودي على خطوط الحقل . . . . . 44
18	انسحاب مركز الدوران نتيجة انحناء خطوط الحقل . . . . . 45

19	تأثير كل من انحناء خطوط الحقل والتدرج باتجاه الخطوط على مسار الجسيم
46	في الحقل المغناطيسي الأرضي (جسيم مأسور) . . . . .
20	حقل ثنائي القطب المغناطيسي . . . . .
21	تعريف الزاوية شرق-غرب $\eta$ و هي الزاوية بين إتجاه الجسيم و مستوى الزوال
50	المغناطيسي . . . . .
22	تعريف الزاوية $\lambda$ (درجة خط العرض) . . . . .
23	التمثيل في الإحداثيات القطبية للمناطق المسموحة حركيا A و B (الغير مظلمة) أما
53	المناطق المظلمة فهي مناطق محظورة . . . . .
24	تغير حجم المنطقة المحظورة (المناطق المظلمة) بدلالة ثابت الحركة $\alpha$ . . . . .
25	المنطقة المسموحة الغير مظلمة من أجل $\alpha = 0$ و هي الحالة الوحيدة التي يكون فيها
55	المحور (OZ) ضمن المنطقة المسموحة حركيا . . . . .
26	تغير المنطقة المحظورة حركيا المنطقة المظلمة بالنسبة لقيم ثابت الحركة $\alpha$ . . . . .
27	تمثل الخطوط المستمرة الحقل المغناطيسي الأرضي الحقيقي و تمثل الخطوط المتقطعة
59	حقل ثنائي القطب المغناطيسي . . . . .
28	القطع المغناطيسي بالنسبة لسطح الارض بدلالة خط العرض المغناطيسي الخاص
61	بالجسيمات موجبة الشحنة (أعلى) و سالبة الشحنة (أسفل) . . . . .
29	القطع المغناطيسي الأرضي بالنسبة للجسيمات المتحركة في مستوى الزوال المغناطيسي .
64	نموذج الحقل المغناطيسي الأرضي . . . . .
65	الرياح الشمسية . . . . .
75	الجهاز AMS-01 على متن المحطة الفضائية ديسكوفري (Discovery) . . . . .
76	رسم تخطيطي للمطياف المغناطيسي AMS-01 . . . . .
77	نتائج تجربة AMS-01 بالنسبة للبروتونات . . . . .
79	مسارات بروتون طاقته $E = 25.77 \text{ GeV}$ . . . . .
82	تدفق بروتونات الأشعة الكونية بدلالة الطاقة الحركية . . . . .



37 تدفق بروتونات الأشعة الكونية بدلالة الطاقة الحركية مع تغير في درجات خط  
العرض المغناطيسي الأرضي . . . . . 83

# قائمة الجداول

1	معاملات غاوس (Gauss) . . . . .	73
---	--------------------------------	----

## مقدمة

الأشعة الكونية (cosmic rays) جسيمات عالية الطاقة تنشأ خارج النظام الشمسي و تقذف كوكبنا الأرض (Earth) من جميع الاتجاهات . و هي تتكون أساسا من البروتونات (p) ، لكنها تشمل أيضا على جسيمات ألفا ( $\alpha$ ) و بدرجة أقل نوى أثقل و إلكترونات عالية الطاقة . بالإضافة إلى هذه الجسيمات التي تعرف بإسم الأشعة الكونية المجرية (Galactic cosmic rays) ، فإن بعض الجسيمات التي تصل إلى الأرض تتسارع بفعل الشمس (Sun) أو في الفضاء بين الكواكب . قبل أن يخترع الإنسان مسرعات الجسيمات (particle accelerators) ذات الطاقات العالية ، عملت الأشعة الكونية كمصدر طبيعي للجسيمات لتجارب فيزياء الطاقات العالية (high-energy physics) و أدت إلى إكتشاف الجسيمات دون الذرية مثل البوزيترون (positron) و الميون (muon) . حاليا يتوجه التركيز الرئيسي للبحث في فيزياء الأشعة الكونية نحو التسؤولات الفيزيائية الفلكية : من أين تأتي الأشعة الكونية ؟ و كيف يتم تسريعها إلى مثل هذه الطاقات العالية ؟ و ماذا يخبرنا تركيبها الكيميائي عن المادة خارج النظام الشمسي ؟ ... لرصد الأشعة الكونية بصورة مباشرة ، قبل تفككها في الغلاف الجوي للأرض ، تجرى الأبحاث عن طريق أجهزة على متن الأقمار الصناعية (satellites) و البالونات (balloons) على ارتفاعات عالية . لكن في حالة الطاقات العالية جدا ، يصبح الرصد المباشر غير ممكن بسبب ضعف تدفق الأشعة الكونية ، و بالتالي فإن القياسات تتم بواسطة مجموعة كبيرة من الكواشف المثبتة على سطح الأرض (ground-based detectors) ، التي تلتقط الجسيمات الثانوية (secondary particles) المنتجة في الغلاف الجوي .

بما أن الأشعة الكونية عبارة عن جسيمات مشحونة كهربائيا ، فإنها قبل اختراقها أعلى طبقة من الغلاف الجوي تتأثر بالمجال المغناطيسي الأرضي (Earth's magnetic field) ، الذي يعرف أيضا بالحقل الجيومغناطيسي (geomagnetic field) . فالحقل الجيومغناطيسي قوي بما يكفي لمنع الجسيمات منخفضة الطاقة من وصولها إلى الأرض ، مما يؤدي إلى إنخفاض في تدفق الأشعة الكونية الأولية المرصودة بالقرب من الأرض . و عليه فإن وصول الأشعة الكونية إلى نقطة معينة على الأرض من اتجاه معين يتطلب حدا أدنى من الطاقة ، يعرف بالقطع الجيومغناطيسي (geomagnetic cutoff) .

نظرا لتغير شدة المجال الجيومغناطيسي من الأقطاب إلى خط الاستواء ، فإن قيم القطع المغناطيسي تتراوح من الصفر عند الأقطاب إلى حوالي 15 GeV عند خط الاستواء بالنسبة للبروتونات . تعتبر المعرفة الجيدة للتأثيرات الجيومغناطيسية على الأشعة الكونية أمرا مهما في العديد من النواحي ، إذ أنه ضروري لحساب و تفسير البيانات الخاصة بالأشعة الكونية في الغلاف الجوي مثل النيوتريونات الجوية (atmospheric neutrinos) و الميونات الجوية (atmospheric muons) و مهم أيضا لتحديد الكثافة النسبية و التوزيع الزاوي للأشعة الكونية في الغلاف الجوي للأرض . يمكن وصف المجال المغناطيسي للأرض كتقريب أولي بواسطة ثنائي الأقطاب المغناطيسي (magnetic dipole) ، و هذا التقريب مهم جدا لفهم التأثيرات الجيومغناطيسية على الأشعة الكونية ، لكنه يبقى وصفا تقريبا تنقصه الدقة . و يعتبر المجال الجيومغناطيسي المرجعي الدولي (International Geomagnetic Reference Field) أو (IGRF) النموذج العددي الأدق لوصف الحقل المغناطيسي للأرض .

تهدف هذه الأطروحة إلى دراسة انتشار الأشعة الكونية في الحقل الجيومغناطيسي الموصوف أولا باستخدام تقريب ثنائي الأقطاب المغناطيسي (dipolar approximation) ثم باستخدام النموذج الرقمي IGRF . بعد هذه المقدمة ، نعرض في الفصل الأول الخصائص العامة للأشعة الكونية ، ثم نقدم في الفصل الثاني شرحا وافيا عن تأثيرات الحقل الجيومغناطيسي على الأشعة الكونية و ذلك باستخدام تقريب ثنائي القطب المغناطيسي ، و في الفصل الثالث و الأخير ندرس انتشار الأشعة الكونية باستخدام النموذج الرقمي IGRF و نقارن النتائج العديدة مع بيانات التجربة الفضائية AMS-01 ، و نختم الأطروحة بخلاصة وجيزة .

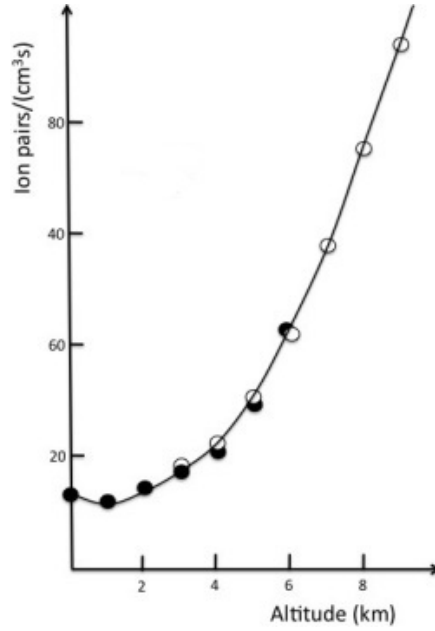
## الفصل الأول

# الأشعة الكونية

نقدم في هذا الفصل أساسيات فيزياء الأشعة الكونية . بعد لمحة تاريخية وجيزة ، نعرض الخصائص العامة للأشعة الكونية الابتدائية (primary cosmic rays) ، لاسيما طيفها الطاقوي ، ثم ننتقل إلى الأشعة الكونية الثانوية (secondary cosmic rays) و الشلالات الهوائية (air showers) التي تشكلها في الغلاف الجوي للأرض عند الطاقات العالية . بعد ذلك نتطرق إلى طرق رصد الأشعة الكونية سواء بصورة مباشرة أو غير مباشرة ، كما نناقش أهم مصادر الأشعة الكونية . وفي الأخير نعرض بعض الظواهر المعروفة التي تعكس تأثير الأشعة الكونية بالحقل المغناطيسي للأرض .

### 1. لمحة تاريخية

عرفت الفترة الممتدة ما بين 1895-1900 اكتشاف النشاط الإشعاعي الطبيعي ، ففي عام 1895 اكتشف رونجن (Röntgen) الأشعة السينية ، وفي السنة الموالية لاحظ بكرال (Becquerel) أن أملاح اليورانيوم (uranium) تصدر إشعاعاً له القدرة على تأيين الهواء ، دون أن يحدد طبيعتها ، و بعد سنتين (1898) تمكن رودرفورد (Rutherford) من تحديد طبيعة اثنتين من تلك الإشعاعات وأطلق عليهما اسم إشعاع  $\alpha$  وإشعاع  $\beta$  . عام 1900 حدد الفرنسي فيلارد (Villard) طبيعة الإشعاع الأخير وأطلق عليه إشعاع  $\gamma$  . بعد هذه الاكتشافات بين رودرفورد (Rutherford) أن الإشعاع المؤين يأتي من خارج الجهاز ، حيث لاحظ انه بوضع هذا الأخير داخل صندوق من الرصاص ، فان سرعة تفريغ الشحنة الكهربائية تقل كلما زاد سمك جوانب الصندوق . من اجل توضيح تأثير النشاط الإشعاعي الطبيعي على التجربة ، قام وولف (Wufl) سنة 1910 باعادة التجربة في أعلى برج أيفل (200 متر) فلاحظ استمرار حدوث التفريغ الكهربائي لكن بسرعة أقل . باستخدام المنطاد قام الفيزيائي النمساوي هاس (Hess) بإجراء تجاربه حول التفريغ الكهربائي على ارتفاعات مختلفة حتى بلغ سنة 1913 ارتفاعاً قدره 9 كلم ، فوجد أن سرعة التفريغ تزداد مع الارتفاع (الشكل 1) فتوصل



شكل 1 : ازدياد التفريغ الكهربائي مع الارتفاع في تجربة هاس (Hess) [2] [1] .

بذلك إلى أن مصدر الإشعاع المؤين المسبب للتفريغ الكهربائي يقع في الفضاء الخارجي . بعد أعمال هاس (Hess) وتجارب أخرى عديدة (أجريت تحت الماء وفي الأنفاق) والتي رجحت كلها فرضية المصدر الخارجي ، أطلق ميليكان (Millikan) على النوع الجديد من الإشعاع اسم الأشعة الكونية (cosmic rays) .

أدت تجارب التي أنجزها ريجنر (Regener) وبعده فوتزر (Pfitzer) إلى إثارة الشكوك من جديد . استخدم فوتزر عداد جيجر-ميلر (Geiger-Müller) لقياس شدة الإشعاع المؤين على ارتفاعات مختلفة ، فوجد أنها تزداد مع الارتفاع إلى أن تأخذ قيمة عظيمة على ارتفاع 15 كلم ، ثم تبدأ بالتناقص وبالرغم من الشكوك التي أثارها هذه النتائج إلا أنها أدت في النهاية إلى تأكيد فرضية المصدر الخارجي ، فقد سمحت هذه النتائج بالتمييز بين الجسيمات الابتدائية (التدفق الابتدائي) الآتي من خارج الغلاف الجوي والجسيمات الثانوية (التدفق الثانوي) الناتجة عن تصادم الأولى مع الغلاف الجوي وتأكد تأثير التخادم نتيجة الانتشار في الغلاف الجوي . سنة 1935 توصل روسي (Rossi) إلى أن الأشعة الكونية تحتوي مركبتين ، إحداهما خفيفة (soft) ضعيفة الإختراق (أغلبيتها إلكترونات) والأخرى قاسية (hard) ولها قدرة كبيرة على الإختراق (أغلبيتها ميونات) . و سنة 1938 قام أوجي (Auger) بوضع عدادين من نوع جيجر-ميلر على مرتفعات جبال الألب ، فرصد جسيمات في نفس الوقت ، ففسر ذلك بأنها جسيمات ناتجة عن تصادم جسيمات ابتدائية ذات طاقات عالية بجزيئات الغلاف الجوي ، سميت تلك الحزم الجسيمية بالشلالات الهوائية (air showers) ، وقد قدر طاقتها بحوالي  $10^{15}$  eV . و سنة 1948 اثبت كل من آلن (Allen) و جوتليب (Gottlieb) أن الأشعة الكونية تتشكل من البروتونات (protons) و نوى الهليوم (helium) و نوى أخرى أثقل .

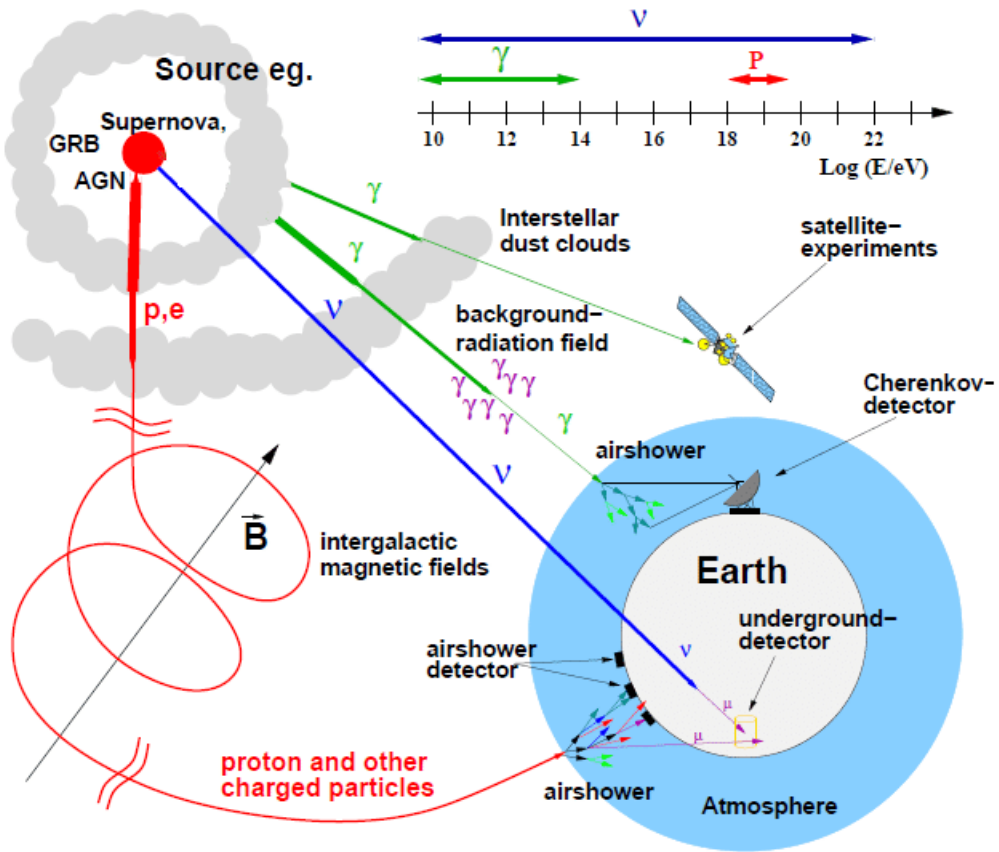
سنة 1933 اكتشف أندرسون (Anderson) في الأشعة الكونية جسيما جديدا له نفس كتلة الإلكترون ويحمل شحنة موجبة ، سمي هذا الجسم البوزيترون (positron) . و سنة 1937 اكتشف كل من أندرسون و نيدرماير (Neddermeyer) الميون (muon) . في نفس الفترة قدم استورمر (Störmer) نظريته حول تأثير الحقل المغناطيسي الأرضي على الأشعة الكونية و بين انه يلزم لكل جسيم حد أدنى من الطاقة كي يتمكن من اختراق الحقل المغناطيسي الأرضي وبلوغ الأرض . و سنة 1949 وضع فرمي (Fermi) نظرية الصدمات الموجية (shock waves) كآلية لتسريع جسيمات الأشعة الكونية .

## 2. الأشعة الكونية الابتدائية

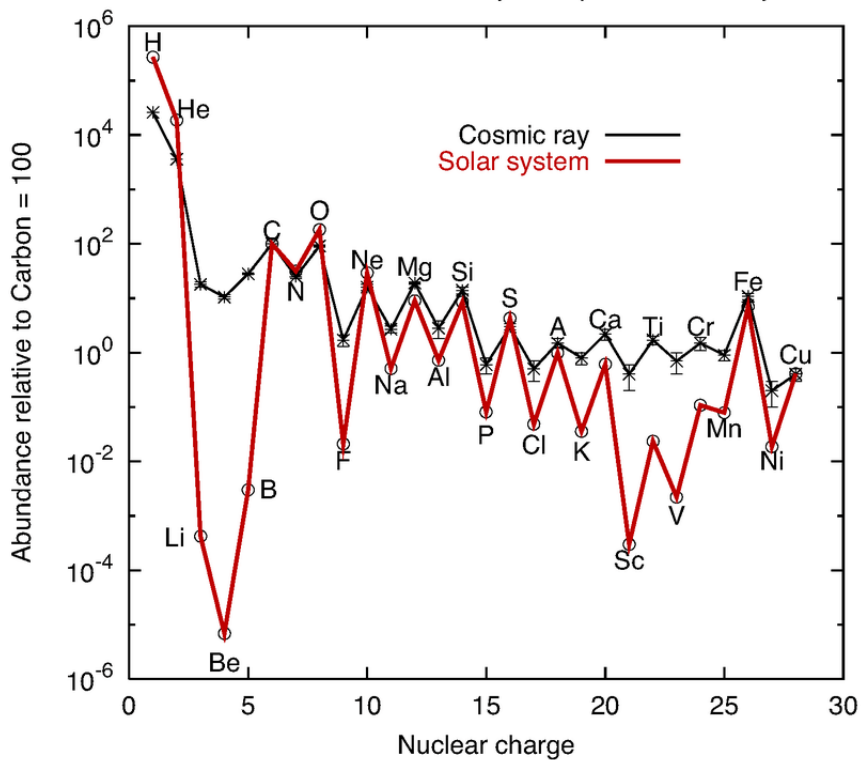
الأشعة الكونية هي جسيمات مشحونة عالية الطاقة ترد الى الأرض بشكل مستمر وبتجانس من مختلف مناحي الفضاء . تأتي جسيمات الأشعة الكونية بمختلف الطاقات لكن العدد الأكبر منها يأتي بطاقات تفوق 1 GeV وتصل طاقة بعض الجسيمات الى  $10^{21}$  eV . إن الأغلبية العظمى من مكونات الأشعة الكونية هي ذات أصل مجري (Galactic) و القليل منها فقط يأتي من الشمس بواسطة الرياح الشمسية . يسمى الإشعاع الحاصل عند بلوغه الطبقة العليا للغلاف الجوي و قبل دخوله في أي تفاعل معه بالأشعة الكونية الابتدائية (primary cosmic rays) .

يتعرض الإشعاع الكوني بعد مغادرته لمصدره و انتشاره في الفضاء إلى بعض التغيرات التي تمس بنيته و سرعته ، وذلك نتيجة مروره عبر الحقول المغناطيسية وكذا الغازات المنتشرة في الفضاء (الشكل 2) . عندما يقترب هذا الإشعاع من الأرض ، يتعرض إلى تغيرات أخرى من قبل الرياح الشمسية ، حيث تقوم هذه الأخيرة بإبطاء الجسيمات منخفضة الطاقة و إقصاء جزء منها ، وعليه فان كثافة الجسيمات منخفضة الطاقة (الأقل من 10 GeV) هي على علاقة وطيدة بالنشاط الشمسي ، حيث تنقص شدتها حين تكون الشمس في أوج نشاطها و العكس بالعكس .

تتضمن الأشعة الكونية الابتدائية كل الجسيمات المشحونة المستقرة (زمن الحياة أكبر من  $10^6$  سنة) و كذلك كل نوى العناصر الموجودة بالجدول الدوري ، ابتداء من نوى الهيدروجين (البروتونات) و وصولا إلى اليورانيوم (U) . كل العناصر الموجودة في الأشعة الكونية هي نفسها الموجودة في النظام الشمسي (الشكل 3) ، هناك اختلاف فقط في نسبة تواجد بعض العناصر كالليثيوم (Li) و البيريليوم (Be) و البورون (B) و بعض العناصر الأخف من الحديد (Fe) ، حيث تتواجد بنسب أكبر في الأشعة الكونية مقارنة بالنظام الشمسي ، و يمكن تفسير ذلك بانتاج هذه النوى أثناء تفاعل الجسيمات الابتدائية مع الوسط البين نجمي (interstellar medium) .



شكل 2 : انتشار و رصد الأشعة الكونية [3] .



شكل 3 : نسب تواجد العناصر الكيميائية في الأشعة الكونية مقارنة بالنظام الشمسي .



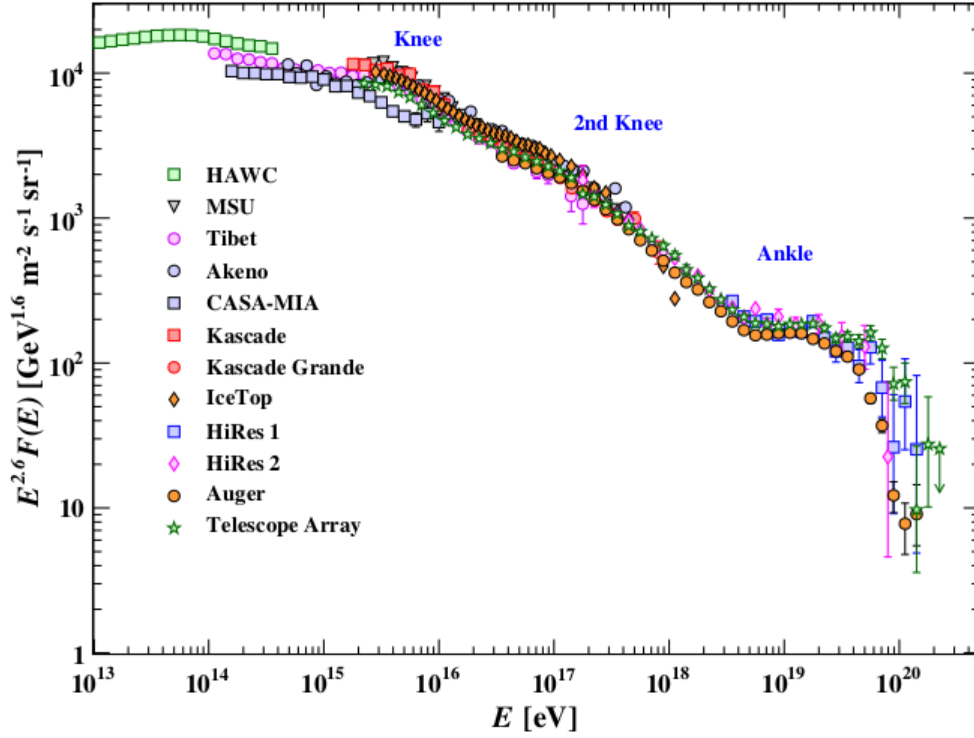
يمكن تقسيم مكونات الأشعة الكونية الابتدائية إلى مركبتين . المركبة الأولى تشمل الجسيمات و النوى التي تأتي من المصدر مباشرة و مكوناتها هي الإلكترونات و البروتونات و نوى الهليوم (جسيمات  $\alpha$ ) و الكربون (C) و الأكسجين (O) و الحديد (Fe) و كل النوى التي يتم تركيبها داخل النجوم . أما المركبة الثانية فهي تشمل نواتج تصادم مكونات المركبة الأولى مع الغازات بين النجمية و مكوناتها هي مضادات البروتونات (antiprotons) و البوزيترونات (positrons) و النوى التي لا تتشكل داخل النجوم مثل نوى الليثيوم (Li) و البيريليوم (Be) و البورون (B) . تتواجد البروتونات (نوى الهيدروجين) في الأشعة الكونية الابتدائية بنسبة 85% و تتواجد نوى الهليوم بنسبة 12.5% ، و النوى الأثقل تشكل نسبة 1% و تشكل الإلكترونات نسبة 1.5% و تتواجد الفوتونات بنسبة ضئيلة جدا . إن هذه النسب صالحة على الأقل لكل الطاقات الأقل من 1 TeV .

### 3. طيف الطاقة الأولي

تشكل السلسلة الطاقوية لجسيمات الأشعة الكونية الابتدائية طيفا طاقيًا (energy spectrum) واسعًا جدًا ، إذ تمتد الطاقات المقاسة لهذه الجسيمات من  $10^8$  إلى غاية  $10^{21}$  eV . نعتبر عن الطيف الطاقوي للأشعة الكونية إما بواسطة التدفق التفاضلي (differential flux) ، و هو عدد الجسيمات التي تملك طاقة تقع في المجال  $E$  و  $E + dE$  ، وإما بواسطة التدفق التكاملي (integral flux) ، و هو عدد الجسيمات التي تملك طاقة أكبر من  $E$  .

توجد عدة طرق لقياس (تعريف) التدفق ، أهمها مايلي :

- عدد الجسيمات (النوى) بدلالة الطاقة الكلية  $E_0$  ، و يناسب هذا التعريف التجارب التي لا تميز ولا تكشف طبيعة الجسيمات الابتدائية .
- عدد الجسيمات (النوى) بدلالة الطاقة لكل نوية  $E_0/A$  ، حيث يمثل  $A$  العدد الكلي . للإشارة فإن التفاعلات النووية (الانشطارات) تحفظ تقريبا النسبة  $E_0/A$  ، لذلك يناسب هذا التعريف دراسة التفاعلات مع الوسط بين-النجمي (interstellar medium) .
- عدد النويات (nucleons) بدلالة الطاقة لكل نوية . نلاحظ أن النوى ذات العدد الكلي  $A$  و الطاقة  $E_0$  و كأنها حزمة مكونة من  $A$  نوية مستقلة بطاقة  $E_0/A$  ، وعليه فإن هذه الطريقة مناسبة لتتبع إنتاج الجسيمات الثانوية كالميونات (muons) في الغلاف الجوي الأرضي .
- عدد الجسيمات بدلالة العطالة (rigidity) ، و يناسب هذا التعريف دراسات انجباس وتسريع الأشعة الكونية عندما تتفاعل مع الحقول المغناطيسية المستقرة أو المتغيرة .



شكل 4 : طيف الطاقة التفاضلي للأشعة الكونية الابتدائية [4] .

يتميز مخطط طيف الطاقة التفاضلي للأشعة الكونية الابتدائية بالانتظام شبه التام (الشكل 4) ، و خصوصا في المجال الممتد من  $10^{10}$  إلى  $10^{19}$  eV ، و ينقسم هذا المجال إلى قسمين :

• القسم الأول ويشمل المجال الطاقوي الممتد من  $10^{10}$  إلى  $4 \times 10^{15}$  eV ، في هذا المجال يتغير التدفق التفاضلي مع الطاقة وفق الصيغة التالية :

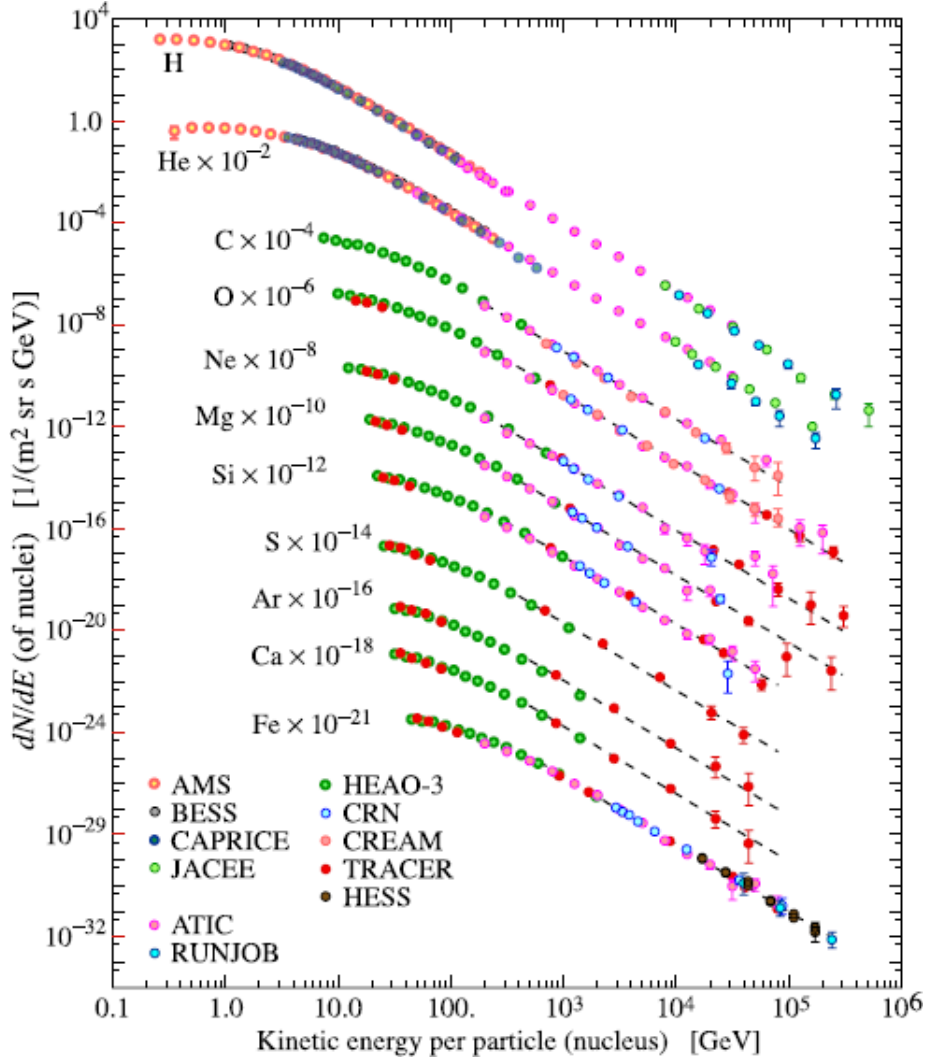
$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2.7}$$

جسيمات هذا المجال هي ذات أصل مجري (Galactic) ، و نظرا لكون التدفق هنا ذو قيمة معتبرة فان رصد جسيمات هذا النطاق ممكن بواسطة الأقمار الصناعية و البالونات .

• القسم الثاني ويشمل المجال الممتد من  $10^{16}$  إلى  $10^{18}$  eV . في هذا المجال يتغير التدفق التفاضلي مع الطاقة وفق العبارة التالية :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-3}$$

من الناحية الطاقوية لا يوجد أي مصدر مجري له القدرة على إصدار هكذا جسيمات ، ولذلك فان مصادر جسيمات هذه المنطقة تقع خارج مجرتنا ، مثل التصادمات بين المجرات وكذلك المجرات ذات النوى النشطة (AGN) .



شكل 5 : البنية المادية لطيف الطاقة التفاضلي للأشعة الكونية الابتدائية [4] .

تسمى المنطقة التي تربط بين هذين القسمين بالركبة (knee) ، و يقدر التدفق في هذا المجال بحوالي جسيم واحد لكل متر مربع في السنة ، و يمكن إرجاع ذلك إلى احتجاز جسيمات هذا المجال من قبل المجرة كما يمكن إرجاعه إلى التفاعل مع المادة المظلمة (dark matter) . و أظهرت بعض التجارب أن الطاقة في هذا المجال تتناسب مع الشحنة ، و أن البنية المادية تتشكل من الانوية الخفيفة ، خاصة البروتونات (p) و جسيمات  $\alpha$  (الشكل 5).

بالنسبة للجزء المتبقي من مجمل مخطط الطيف الطاقوي التفاضلي نجد المجال الأول الذي يشمل الطاقات الأقل من 10 GeV ، جسيمات هذا المجال تتأثر كثيرا بالحقل المغناطيسي للأرض و بالنشاط الشمسي ، و المجال الأخير الذي يشمل الطاقات الأعلى من  $5 \times 10^{18}$  eV ، في هذا المجال يكون عدد الجسيمات الواردة قليل جدا ، إذ يقدر بجسيم لكل كلم مربع خلال سنة كاملة ، إن هذه النادرة لا يمكن حتى من رسم مخطط [5] .

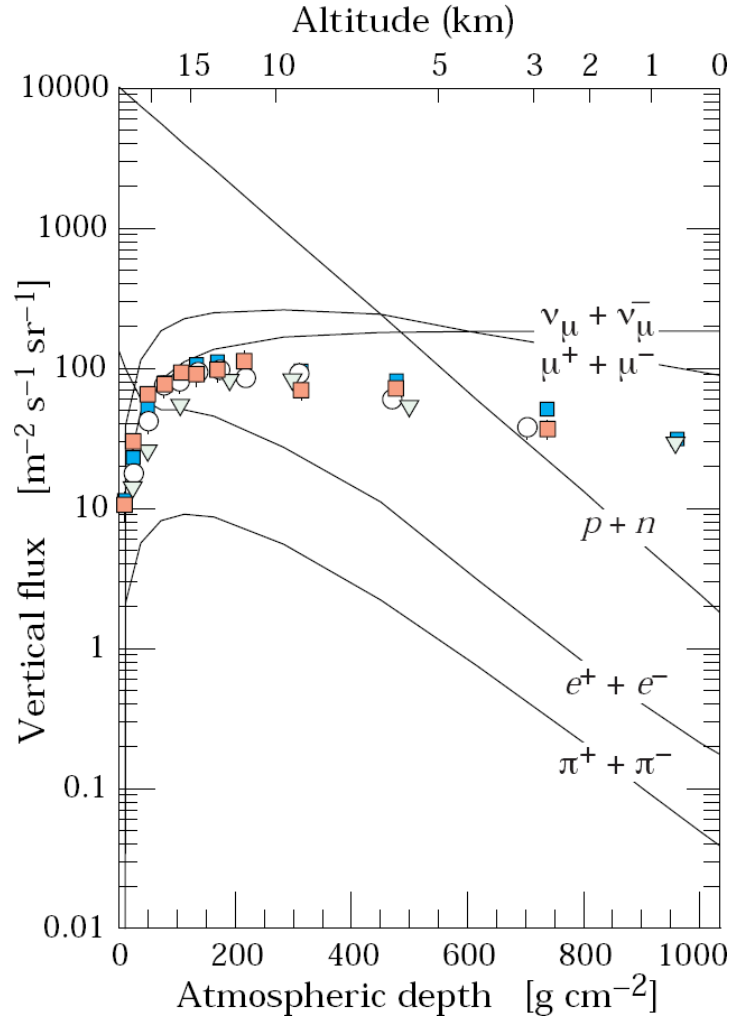
## 4. الأشعة الكونية الثانوية

الأشعة الكونية الثانوية (secondary cosmic rays) هي نتيجة التفاعل بين الأشعة الكونية الابتدائية و جزيئات الغلاف الجوي الارضي (الأكسجين و الآزوت بشكل أساسي) ، و هي في الواقع تتكون من جزئين ، أحدهما هو بقايا الأشعة الكونية الابتدائية (البروتونات و بعض النوى الثقيلة) و الجزء الآخر هو نواتج التفاعل بين الجسيمات الابتدائية و جزيئات الهواء ، و هي تتمثل في البيونات (pions) و الكيونات (kaons) و الميونات (muons) و الإلكترونات (electrons) النيوتريونات (neutrinos) و البوزيترونات (positrons) ...

إن تركيبة الأشعة الكونية الثانوية ليست هي نفسها في مختلف مناطق الغلاف الجوي ، فبعض الجسيمات يخترق نتيجة طبيعة تفاعلها مع جزيئات الغلاف الجوي و البعض يخترق نتيجة قصر زمن الحياة ، كما أن بعض الجسيمات يظهر فقط عند الطبقات السفلى للغلاف الجوي . إضافة إلى التغيرات التي تمس البنية هناك أيضا التغيرات التي تمس التدفق ، حيث يتغير التدفق بدلالة الارتفاع عن سطح الأرض وكذلك بدلالة خطوط العرض ، ويرجع ذلك إلى سببين هما القطع المغناطيسي الناجم عن الحقل المغناطيسي الأرضي (geomagnetic cutoff) و التغير في كثافة الهواء بدلالة الارتفاع .

أهم الجسيمات التي تشكل البنية المادية للأشعة الكونية الثانوية هي الميونات (muons) التي تعد المركبة الأساسية (الأكثر تواجدا) للأشعة الكونية بالقرب من مستوى سطح البحر و تحت سطح الأرض (الشكل 6) . يتم إنتاج الميونات في الغلاف الجوي على ارتفاع حوالي 15 km و تفقد حوالي 2 GeV من طاقتها في عمليات تأيين الهواء قبل أن تبلغ سطح الأرض بطاقة متوسطها قدرها 4 GeV . يتأثر الطيف الطاقوي للميونات و تدفقها بالنشاط الشمسي و الحقل المغناطيسي الأرضي ، و يرجع الى عمليات التأين في الهواء ، فمثلا الميونات التي تساوي طاقتها 4.2 GeV تستطيع أن تقطع مسافة 15 km قبل أن تتفكك لكنها في الواقع لا تقطع سوى مسافة 7.8 km نتيجة ما تفقده من طاقة في عمليات تأيين الهواء . كما أن تدفق الميونات التي تساوي طاقتها 1 GeV ينخفض بمعدل 10% تحت تأثير النشاط الشمسي و الحقل المغناطيسي الأرضي . يقدر التدفق التكامل العمودي للميونات عند الطاقات الأعلى من 1 GeV عند مستوى البحر بحوالي  $70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  [6] .

تعد المركبة الكهرومغناطيسية من أهم مكونات الأشعة الكونية الثانوية في الغلاف الجوي للأرض (الشكل 6) . قسم من هذه المركبة (الإلكترونات و البوزيترونات و الفوتونات) هو من بقايا الأشعة الكونية الابتدائية و القسم الآخر ينشأ ضمن الشلالات الهوائية نتيجة تفكك الميزونات (mesons) المحايدة و المشحونة . يشكل تفكك الميونات المصدر الرئيسي للإلكترونات منخفضة الطاقة عند مستوى سطح البحر ، بينما يشكل تفكك البيونات المحايدة المصدر الأكثر أهمية في الأماكن المرتفعة . تساهم



شكل 6 : تدفق أغلب مكونات الأشعة الكونية في الغلاف الجوي للأرض [4] .

أيضا عمليات القرع (knock-on) وبنسبة ضئيلة في إنتاج الإلكترونات منخفضة الطاقة . يقدر التدفق التكاملي العمودي للإلكترونات والبوزيترونات معا عند مستوى سطح البحر بحوالي 2.0-6-  $30 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  عند الطاقات 1000-100-10 MeV على التوالي ، أما القيمة الدقيقة فهي ترتبط بحساسية كبيرة بالإرتفاع . نسبة الفوتونات إلى الإلكترونات والبوزيترونات معا هي تقريبا 1.3 عند الطاقات الأعلى من 1 GeV و 1.7 عند الطاقات الأقل من الطاقة الحرجة .

تختفي النوى الثقيلة بشكل كلي في الطبقات العليا للغلاف الجوي لأنها عندما تتفاعل مع جزيئات الهواء تنشطر معطية نوى اخف ، كما أن النوى تفقد طاقتها بمعدل كبير في عمليات تأيين الهواء حيث يتناسب معدل فقد الطاقة مع الشحنة :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} \propto Z$$

و عليه فان النوى الثقيلة لايمكنها بلوغ سطح الأرض .

كما يتم إنتاج البروتونات (protons) والنيوترونات (neutrons) في الغلاف الجوي نتيجة التفاعلات بين الهادرونات و البروتونات عالية الطاقة مع نوى الهواء ، و تمتلك النيوترونات المنتجة طاقة تتراوح ما بين 1 و 500 MeV ، و يتناقص عدد النيوترونات أثناء انتشارها في الغلاف الجوي نتيجة التفاعلات القوية مع النوى وفق العلاقة التالية :

$$N(X) = N_0 e^{-X/\lambda}$$

حيث يأخذ معامل التخماد  $\lambda$  القيمة  $155 \text{ g/cm}^2$  في الغلاف الجوي . و يتناقص عدد البروتونات أيضا أثناء انتشارها في الغلاف الجوي وفق نفس العلاقة السابقة ، و يصبح التدفق التكامل العمودي عند مستوى سطح البحر بالنسبة للطاقات الأعلى من  $1 \text{ GeV/c}$  بالتقريب  $9.0 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  ، أما بالنسبة للنيوترونات فهو نصف هذه القيمة .

كما تتواجد في الغلاف الجوي كل من النيوترينوات (neutrinos) الابتدائية و الثانوية (الشكل 6) . تنشأ النيوترينوات الثانوية عن تفكك الجسيمات غير المستقرة كالميونات و البيونات و الكيونات و تشكل النيوترينوات الميونية ( $\nu_\mu$ ) المركبة الاساسية . يقدر تدفق النيوترينوات عند مستوى سطح البحر بالنسبة للطاقات الأكبر من  $1 \text{ GeV}$  بحوالي  $2 \times 10^6 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  .

## 5. الشلالات الهوائية

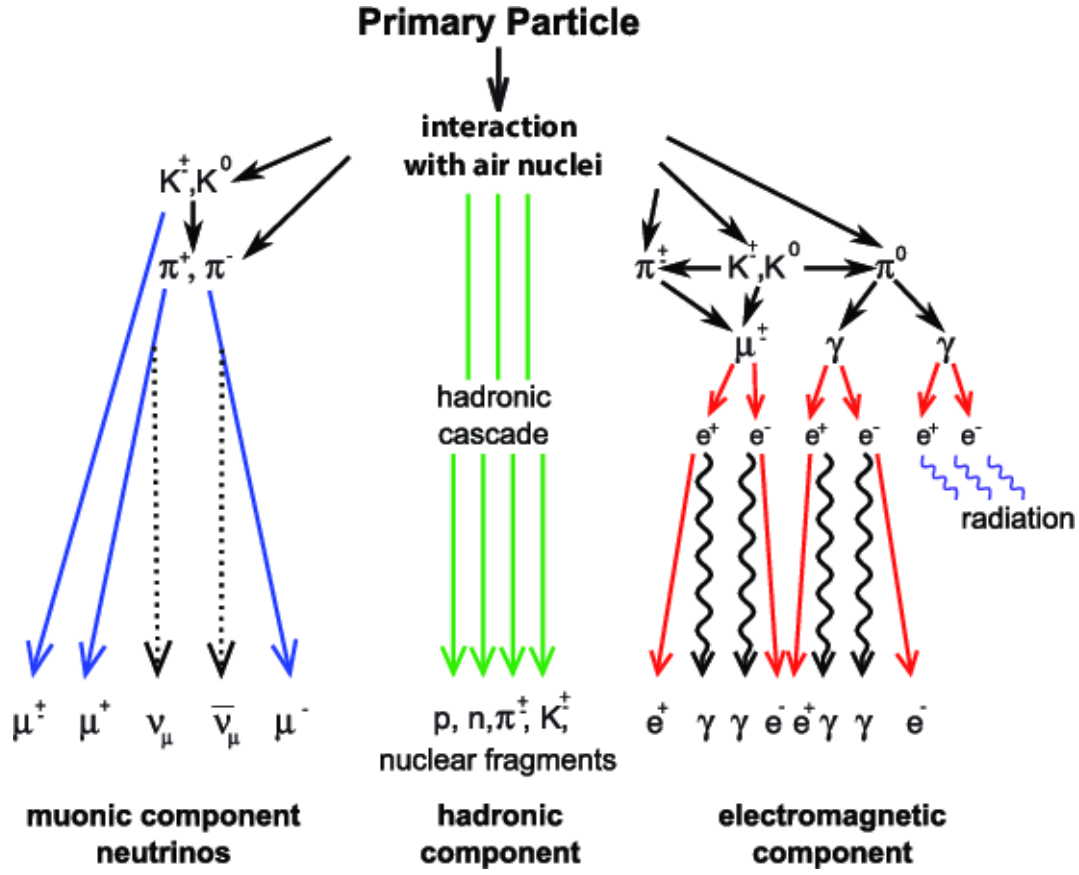
من أهم التفاعلات التي تحدث في الغلاف الجوي بين الأشعة الكونية الابتدائية و جزيئات الغلاف الجوي تلك التي تحدث للجسيمات ذات الطاقات العالية جدا (تفاعلات نووية) ، حيث يتبع التصادم الأول بسلسلة من التفاعلات (تصادمات و تفككات) ينتج عنها الآلاف و حتى الملايين من الجسيمات الثانوية . تسمى هذه السلاسل الشلالات الهوائية (air showers) ، و هي تتميز بثلاث مركبات هي المركبة الهادرونية (hadronic) و المركبة الكهرومغناطيسية (electromagnetic) و المركبة الميونية (muonic) (الشكل 7) ، مع العلم أن كل مركبة تأخذ اسمها من النواتج النهائية للسلسلة ، و هي تمثل الحزم التي تنتج عن تصادم البروتونات أو النوى بجزيئات الهواء .

ينتج عن التصادم الأول بيونات ( $\pi^\pm, \pi^0$ ) و كذلك كيونات ( $K^\pm, K^0$ ) ، لكن تشكل البيونات الأغلبية العظمى . زمن حياة البيونات المحايدة ( $\pi^0$ ) قصيرة جدا ( $\sim 10^{-16} \text{ s}$ ) ، تتفكك بعدها إلى فوتونين ( $\gamma$ ) :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (99\%)$$

و ينتج عن تفاعل هذه الفوتونات مع النوى تشكل الأزواج ( $e^\pm$ ) :

$$\gamma^0 \rightarrow e^+ + e^-$$



شكل 7 : المركبات الأساسية للشلال الهوائي (air shower) [7] .

والأزواج بدورها و عن طريق الكبح تؤدي إلى إصدار إشعاعات كهرومغناطيسية ( $\gamma$ ) . أما البيونات المشحونة ( $\pi^\pm$ ) ذات الطاقات العالية ، فإنه ينتج عن تفاعلاتها بيونات أخرى (مشحونة ومحايدة) ، وتكرر هذه العملية عدة مرات إلى أن تبلغ طاقة البيونات القيمة الحرجة ( $E_c^\pi = 9 \text{ GeV}$ ) ، فتبدأ عندها بالتفكك إلى ميونات (muons) و نيوتريونات (neutrinos) مع العلم أن (زمن حياة البيونات المشحونة يساوي حوالي  $10^{-8} \text{ s}$ ) :

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (100\%)$$

بعد مسار طويل نسبيا تتفكك الميونات إلى الككتروونات و نيوترونات (neutrinos) :

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (100\%)$$

تتفكك الكيونات (kaons) وفق طرق كثيرة ، تظهر فيها جميعا البيونات و الميونات و الأزواج ( $e^\pm$ ) والإشعاع :

$$\begin{cases} K^\pm & \longrightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^- & (7\%) \\ K^\pm & \longrightarrow \pi^\pm + \pi^- & (21\%) \\ K^\pm & \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu & (64\%) \end{cases}$$

و تمثل المركبة الكهرومغناطيسية سلسلة التفاعلات التي تشغلها جسيمات خفيفة وذات طاقة عالية مثل الفوتونات أو الإلكترونات و البوزترونات ، و هي تتميز بالانتظام و أهم العمليات الفيزيائية التي تحدث فيها هي تحول الفوتونات إلى الأزواج ( $e^\pm$ ) و إنتاج الاشعاع ( $\gamma$ ) عن طريق الكبح :

$$\begin{cases} \gamma & \longrightarrow e^+ + e^- \\ e^\pm & \longrightarrow e^\pm + \gamma \end{cases}$$

هذا بالإضافة إلى مفعول كومبتون (Compton effect) و عمليات أخرى بمعدلات ضعيفة . بالإضافة إلى تواجد هذه الحزم بشكل مستقل فإنها تتواجد أيضا بشكل ثانوي في الحزم الهادرونية (hadronic) .

المركبة الميونية (muonic component) جزء من المركبة الهادرونية و هي تحتوي على الميونات ( $\mu$ ) و النيوتريونات ( $\nu$ ) الناجمة عن تفكك البيونات المشحونة ( $\pi^\pm$ ) و الكيونات المشحونة ( $K^\pm$ ) كما هو مبين في الشكل 7 .

## 6. رصد الأشعة الكونية

إن الهدف من عمليات رصد الأشعة الكونية هو التعرف على مكوناتها و قياس كمية تواجد كل عنصر من عناصرها (قياس التدفق) ، و تنقسم عمليات الرصد من حيث الطريقة التي تتم بها إلى قسمين أساسيين هما الرصد المباشر (direct detection) و الرصد غير المباشر (indirect detection) .

### (أ) الرصد المباشر

في هذا النوع من عمليات الرصد تتعامل الأجهزة بشكل مباشر مع الجسيمات الابتدائية ، لذلك فإن هذه العمليات تتم في أماكن عالية كقمم الجبال ، المناطيد ، المركبات الفضائية و الأقمار الصناعية . يواجه هذا النوع من عمليات الرصد بعض الصعوبات التقنية و المتمثلة أساسا في عدم قدرتها على استعمال أجهزة كبيرة الحجم و كذلك عدم قدرتها على الاستمرار لفترات زمنية طويلة ، وعليه فإنها لا تستخدم لرصد جسيمات عالية الطاقة ( $E > 1 \text{ PeV}$ ) لأن هذه الجسيمات تأتي بمعدلات ضعيفة جدا .



عمليا تعطي عملية الرصد المباشر أفضل النتائج حيث تستطيع الأقمار الصناعية (satellites) رصد الجسيمات التي لا تزيد طاقتها عن 1 TeV و تستطيع المناطيد (balloons) رصد جسيمات تصل طاقتها إلى 100 TeV . و تحدد الأجهزة المستخدمة في عمليات الرصد المباشر هوية الجسيمات (الكتلة و الشحنة) من خلال قياس المقادير الحركية لهذه الجسيمات وهي : العطالة المغناطيسية و الطاقة و السرعة . و عليه فان معظم هذه الأجهزة يتكون من مجموعة أساسية من الكواشف الجسيمية التي تستطيع قياس تلك المقادير ، وأهمها :

• المطياف المغناطيسي (magnetic spectrometer)

• جهاز تحديد (رسم) المسار (tracker)

• جهاز قياس زمن الطيران (time of flight detector)

عمليات الرصد المباشر بصفة عامة تكون مخصصة لدراسة صنف معين من جسيمات الأشعة الكونية ، و عليه فانه هناك ثلاثة أنواع من عمليات الرصد هي : عمليات رصد الجسيمات المشحونة ، عمليات رصد الجانب الكهرومغناطيسي أي أشعة  $\gamma$  و أشعة X ، و عمليات رصد النيوتريونات ( $\nu$ ) . وفيما يلي سرد لأهم التجارب التي أجريه في المجال الرصد المباشر للأشعة الكونية :

#### - تجارب فضائية لرصد الجسيمات المشحونة

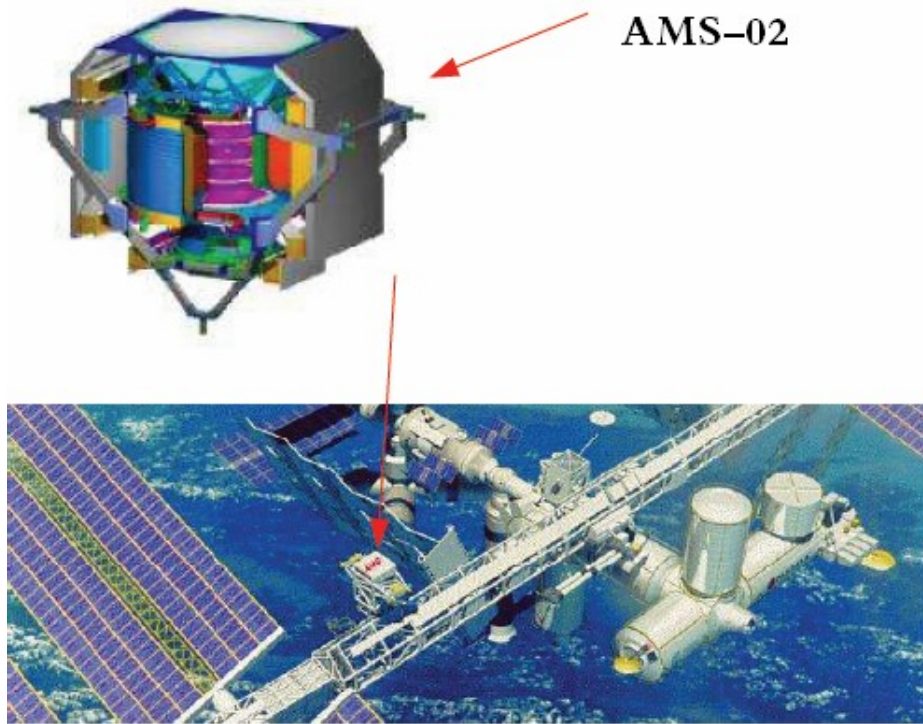
- Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)
- Payload Anti-Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics (PAMELA)
- Dark Matter Particle Explorer (DAMPE)

يعطينا الشكل 8 صورة للتجربة AMS .

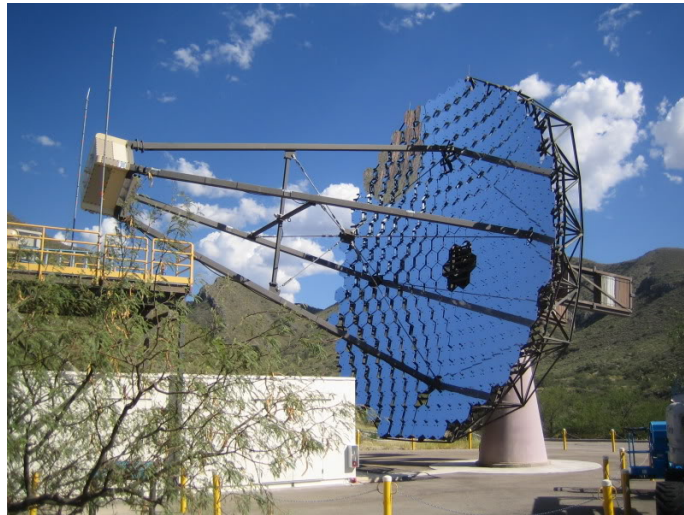
#### - تجارب فضائية لرصد أشعة $\gamma$

- Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET)
- Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST)
- Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS)

يعطينا الشكل 9 صورة للتجربة VERITAS .



شكل 8 : الجهاز AMS على متن محطة الفضاء الدولية (ISS) [8] .



شكل 9 : نظام مجموعة تلسكوب التصوير الإشعاعي النشط للغاية (VERITAS) عبارة عن مجموعة من أربعة تلسكوبات بطول 12 متراً تم إنشاؤها لدراسة أشعة  $\gamma$  [9] .



شكل 10 : مركبة منطاد CREAM مع مركبة الإطلاق أثناء نفخ بالون 1 مليون متر مكعب في موقع الإطلاق [10] .

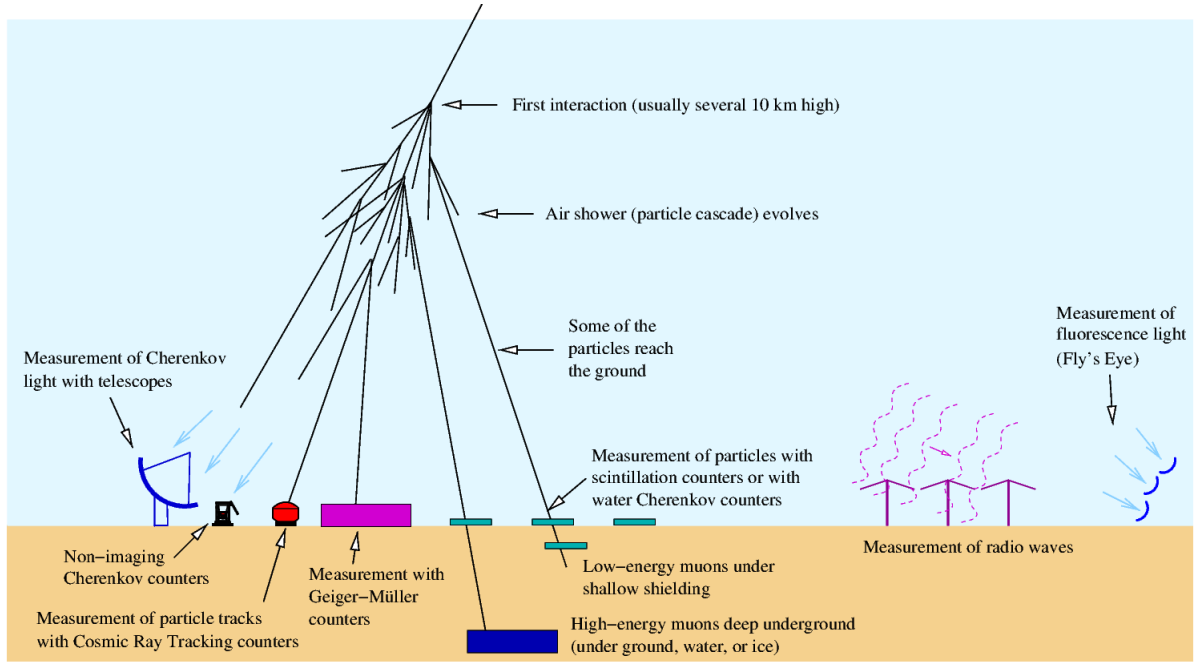
### - تجارب على متن المناطيد لرصد الجسيمات المشحونة

- Cosmic-Ray Energetics and Mass (CREAM)
- Transition Radiation Array for Cosmic Energetic Radiation (TRACER)
- Ballone-borne Experiment with Superconducting Spectrometer (BESS)

يعطينا الشكل 10 صورة للتجربة CREAM .

### (ب) الرصد غير المباشر

ترد الجسيمات عالية الطاقة ( $E > 1 \text{ PeV}$ ) بمعدل ضعيف جدا ، حيث يبلغ التدفق التفاضلي عند الطاقة 1 PeV حوالي  $0.6 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  ويقدر عند الطاقات العالية جدا ( $E \approx 100 \text{ EeV}$ ) بحوالي  $0.6 \text{ km}^{-2} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  ، و عليه فإن رصد هذه الجسيمات يتطلب أجهزة ذات مساحة كبيرة و كذلك يتطلب فترة مراقبة طويلة ، وهي شروط لا تتحقق إلا في محطات أرضية . تتفاعل الجسيمات عالية الطاقة مع مكونات الغلاف الجوي ولا يمكنها أبدا أن تبلغ سطح الأرض ، و عليه فإن المحطات الأرضية تقوم بالكشف عن هذه الجسيمات من خلال رصد الآثار التي تنتج عن تلك التفاعلات ، ولذلك تسمى هذه العمليات بالرصد غير المباشر (indirect detection) . الآثار التي تنتج عن تفاعل الجسيمات الابتدائية مع جزيئات الغلاف الجوي هي (الشكل 11) :



شكل 11 : مخطط لعملية رصد جسيمة كونية عالية الطاقة [11] .

- الشلالات الهوائية الممتدة (extensive air showers) .
- الإشعاعات الضوئية وهي نوعان : إشعاع شيرينكوف (Cherenkov light) إشعاع الفلورة الجوية (air fluorescence) .
- الإشعاعات الراديوية (radio emission) .

فيما عدا الجسيمات الهادرونية التي يتم امتصاصها بسرعة داخل الغلاف الجوي فان كل الجسيمات الأخرى كالإلكترونات والبوزيترونات والميونات والإشعاعات الضوئية والراديوية تستطيع كلها بلوغ سطح الأرض بكميات كبيرة و عبر مساحات واسعة ، كما تستطيع الميونات والنيوترينوات والفوتونات  $\gamma$  عالية الطاقة أن تخترق سطح الأرض و سطح المياه . وهو ما يجعل عمليات الرصد ممكنة من خلال مساحات شاسعة وبالتالي فعالية كبيرة . عمليا تستطيع هذه العمليات رصد كل جسيمات المجال الطاقوي الأكبر من 100 GeV ، وقد مكنت هذه العمليات من كشف جسيمات نادرة تصل طاقتها إلى  $3 \times 10^{21}$  eV . تستطيع المحطات أن تحدد بشكل مباشر طاقة الجسيمة الابتدائية واتجاه مجيئها و من ثم نوع هذه الجسيمة ، وتشمل مثل هذه المحطات على عشرات من الكواشف الجسيمية . من أهم محطات الرصد الغير مباشر نذكر مايلي :

- المحطة الأرجنتينية Pierre Auger Observatory : مساحة هذه المحطة  $3000 \text{ km}^2$  و تتكون من 1600 جهاز كاشف إشعاع شيرينكوف مفضولة بمسافة 1500 متر في شبكة مثلثة و 27 هوائي لكشف الفلورة الجوية [12] .

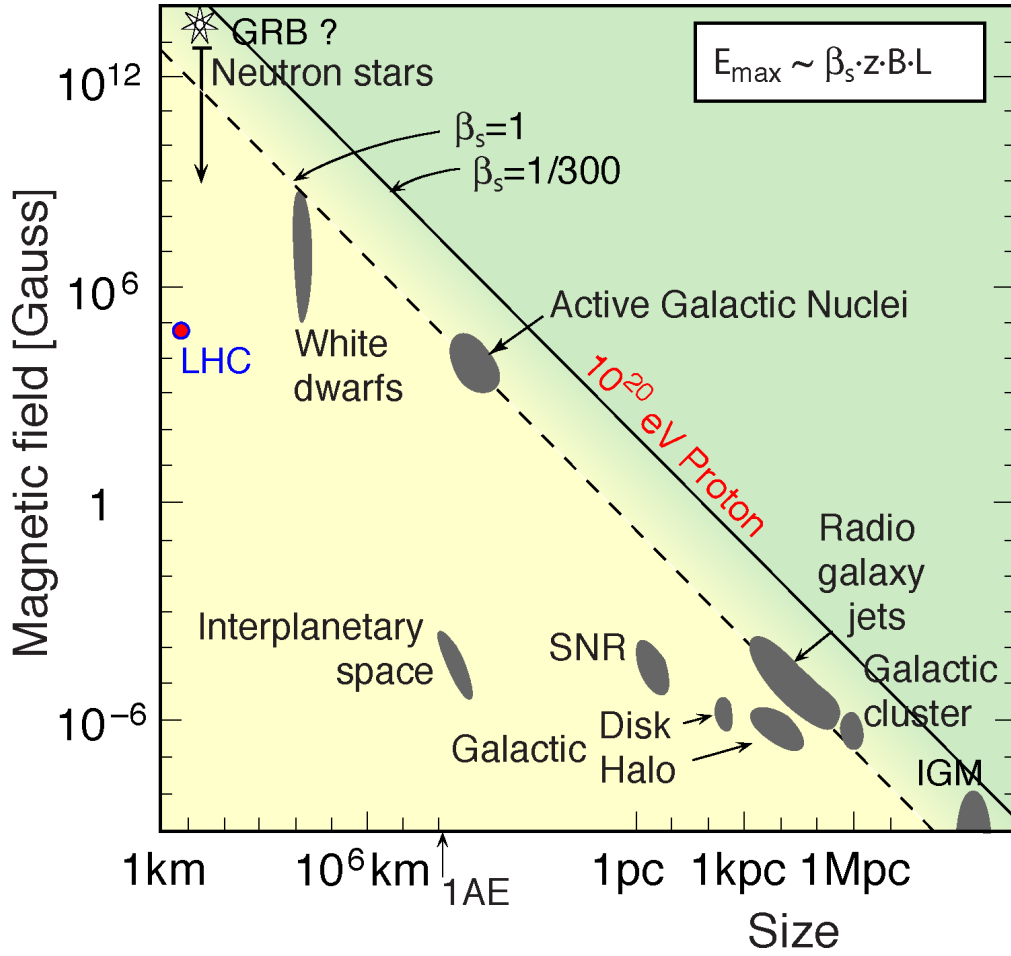
- - المحطة النامبية HESS-II : شبكة التلسكوب HESS-II أكبر مرصد غاما تم بناؤه على الإطلاق ، يجمع بين خمسة تلسكوبات بأحجام مختلفة . إنه مخصص لدراسة أشعة غاما عالية الطاقة ذات الأصل الكوني . وهو مزود بمرآة عملاقة يبلغ قطرها 28 متراً ، وقد تمت إضافة التلسكوب الخامس في عام 2012 . يصل نطاق الطاقة المدروسة إلى حوالي 30 GeV [13] .
- المحطة الأمريكية Telescope Array : ترصد الأشعة الكونية ذات الطاقات الأكبر من  $10^{18}$  eV وهو يتألف من أكثر من 500 كاشف وميض ، يقع كل منها 3 أمتار مربعة على شبكة مربعة بطول 2.1 كلم . بالإضافة إلى ذلك ، هناك ثلاث محطات تلسكوب على مثلث 30 كلم [14] .

## 7. مصادر الأشعة الكونية

لا يزال مصدر الأشعة الكونية (cosmic-ray origin) يشكل واحدة من المسائل الفيزيائية العالقة ، وتعتمد النظرية السائدة على التمييز بين مصدر الجسيمات و مصدر الطاقة (آلية التسريع) ، فقد تكون مصادر الجسيمات هي نفسها الأماكن التي تتم فيها عملية التسريع وقد لا تكون ، فالجسيمات يمكن أن تتسرع أو تكتسب طاقات إضافية في مناطق أخرى من الفضاء أثناء الانتشار . من بين الأجرام السماوية المرشحة لأن تكون مصادر متكاملة للأشعة الكونية نجد انفجرات السوبرنوف (supernova) ، النجوم النيوترونية الدوارة عالية التمنغنط (high-magnetised spinning neutron stars) ، والنجوم النابضة (pulsars) ، والثقوب السوداء (black holes) ، والمجرات ذات المراكز النشطة (AGN) . وهناك آليتان مقترحتان لعملية التسريع ، أولاهما التسريع بالحقول الكهرومغناطيسية و الثانية تسمى آلية فيرمي (Fermi mechanism) .

### (أ) التسريع بالحقول الكهرومغناطيسية

بما أن الأشعة الكونية هي عبارة عن جسيمات مشحونة فإن أبسط طريقة لتسريع هذه الجسيمات هي خضوعها لتأثير حقل كهربائي ، لكن التسريع بالحقل الكهروستاتيكي أمر مستبعد لان بلوغ طاقات من رتبة  $10^{20}$  eV يتطلب فرقا في الجهد كبيرا جدا ولا يوجد أي جرم فلكي له القدرة على توفير مثل هذا الكمون ، فيما عدا وربما النجوم النابضة ( $\Delta V \sim 10^{12}$  V) . وعلى العكس من ذلك تبدو آلية التسريع بالحقول الكهربائية المتحرضة (تنشأ عن الحقول المغناطيسية غير المستقرة) أكثر واقعية ، فالحقول المغناطيسية موجودة في كل أنحاء الكون و تمتد على مسافات عملاقة ، يمكن لجسيم شحنته



شكل 12 : مخطط هيلاس (Hillas) للأجرام السماوية المرشحة لتسريع الجسيمات الكونية [15].

$Ze$  إذا تحرك داخل حقل شدته  $B$  لمسافة قدرها  $L$ ، أن يكسب طاقة قيمتها القصوى :

$$E_{\max} = \Gamma Z e c B L$$

حيث يمثل  $\Gamma$  معامل لورنتز (Lorentz) للوسط المسرع. يعطينا مخطط هيلاس بعض الأجرام التي بإمكان تسريع الجسيمات الكونية حتى الطاقات العالية جدا (الشكل 12).

تعتبر النجوم النابضة و النجوم النيوترونية مصادر مثالية للحقول المتحرضة، حيث تبلغ قيمة الحقل المغناطيسي على سطح النجوم النابضة الحديثة  $B = 10^{12}$  G وهي تدور حول نفسها في زمن قدره  $t = 10$  ms [16]. إذا كان محور الدوران يميل بزاوية ما عن محور الحقل المغناطيسي فإن هذا الجرم سيعطي إضاءة (luminosity) قدرها  $L = 2 \times 10^{31}$  J s<sup>-1</sup> [17]، و عليه فإن عدد النجوم النابضة المعروفة (متوسط عمر النجم النابض هو  $10^{10}$  سنة) يعتبر كاف جدا لتوفير الإضاءة المقابلة للأشعة الكونية والتي تقدر بحوالي  $L_{CR} = 2 \times 10^{31}$  J s<sup>-1</sup>. كما أنها توفر طاقات عالية تبلغ القيمة  $10^{20}$  eV. الصعوبة التي واجهت آلية التسريع بالحقول الكهرومغناطيسية هي عدم قدرتها على تفسير الطبيعة الأسية للطيف الطاقوي التفاضلي.

## (ب) التسريع بآلية فرمي

هذه الآلية اقترحها فرمي (Fermi) سنة 1949 ، وتعتمد فكرة فرمي على أن الجسيمات تتسارع عندما تكتسب طاقة نتيجة تصادمها مع جسيمات أخرى ، يسمى النموذج الأول الذي اقترحه فرمي بالتسريع مع الرتبة الثانية  $(u/v)^2$  حيث  $u$  هي سرعة السحابة المغناطيسية و  $v$  سرعة الجسيمة ، وفيه تتفاعل الجسيمات المشحونة مع السحب المغناطيسية المنتشرة في الوسط البين-نجمي و تتبادل معها الطاقة ، و تكتسب الجسيمات الطاقة عندما ترتد عند المناطق التي يكون فيها الحقل المغناطيسي منحنيا (مفعول الزجاجة) ، و تخسر الجسيمات الطاقة عندما ترتد تحت مفعول الجدار . إن عدد الارتدادات بمفعول الزجاجة أكبر بكثير من عدد الارتدادات بمفعول الجدار ، و هو ما يعطي ربحا في الطاقة يعطى بالصيغة التالية :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \left( \frac{u}{v} \right)^2$$

واجهت هذه الآلية عدة صعوبات أهمها أن الزمن اللازم لاكتساب الجسيمات قدرا من الطاقة مساو للقيم المعروفة لطاقة الأشعة الكونية طويل جدا لدرجة أنه يفوق العمر النموذجي للأشعة الكونية ، إذ أن المسافات بين السحب المغناطيسية كبيرة جدا ، كما أن الجسيمات تفقد جزءا من طاقتها نتيجة عبورها الغبار المنتشر في الفضاء .

يسمى النموذج الثاني الذي يعتبر تحسين لنموذج فرمي الأول بالتسريع من الرتبة الأولى ويعتمد على فكرة التصادم بين الجسيمات و جبهة الموجة (الشكل 13) ، تحدث موجة الصدمة (بسرعة  $V_s$ ) عندما تتحرك المادة في وسط ما بسرعة  $(V_p)$  تفوق سرعة الصوت  $(V_{\text{sound}})$  في ذلك الوسط (تبلغ سرعة السحب التي تقذفها السوبرنوفيا في الوسط البين-نجمي حوالي  $10 \text{ km s}^{-1}$ ) . يعطي الرشح في الطاقة الحاصل من موجات الصدم بالعلاقة :

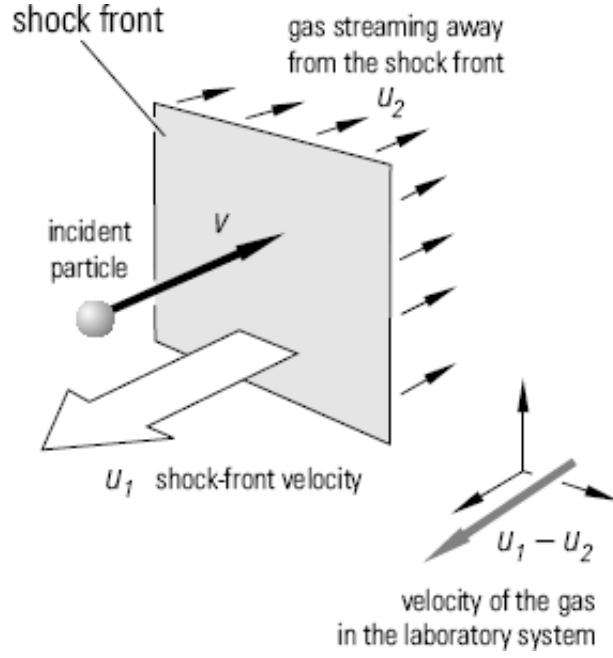
$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4 \Delta U}{3 c}$$

مع :

$$\begin{cases} U_1 = V_s \\ U_2 = |V_p - V_s| \end{cases}$$

من محاسن هذا النموذج أنه يفسر الطابع الأسّي للطيف الطاقوي التفاضلي ، كما أن التسريع بهذه الآلية يمكن الجسيمات من بلوغ طاقة قدرها  $10^{14} \text{ eV}$  .





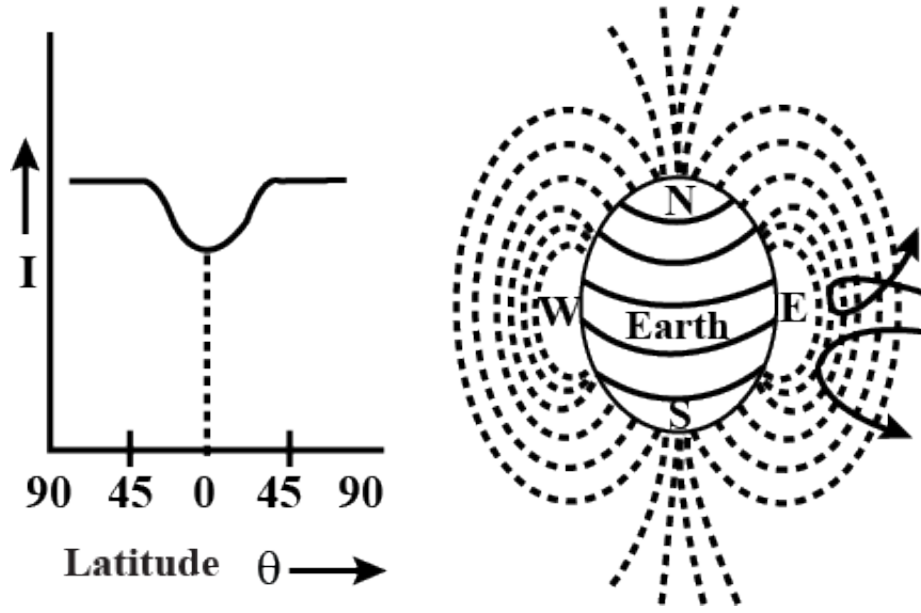
شكل 13 : مخطط لآلية التسريع بالموجات الصدمية [18] .

## 8. تأثيرات الحقل المغناطيسي الأرضي

الأشعة الكونية الابتدائية و كذلك أغلبية الأشعة الكونية الثانوية هي جسيمات مشحونة و عليه فإن مساراتها تتعرض للانحناء عندما تدخل في الحقل المغناطيسي الأرضي ، مما يؤدي إلى تغير وجهتها نحو أماكن أخرى من الفضاء و منعها بالتالي من دخول سطح الأرض . تسمى هذه الظاهرة بالقطع المغناطيسي الأرضي (geomagnetic cutoff) وهي عدم قدرة الجسيمات المشحونة التي تدخل الحقل المغناطيسي الأرضي على بلوغ سطح الأرض إلا إذا كانت تمتلك على الأقل حدا أدنى من العطالة المغناطيسية (magnetic rigidity) أو الطاقة ، و تتعلق هذه القيمة بموقع و اتجاه دخول الجسم مجال الأرض المغناطيسي .

تتغير شدة الحقل المغناطيسي الأرضي بين القطبين و خط الاستواء وهذا يؤدي إلى تغير الحد الأدنى من العطالة وبالتالي كثافة الأشعة الكونية تتغير بتغير خط العرض ، لذلك يسمى هذا الارتباط مفعول خط العرض (latitude effect) . و لوحظ أيضا أن كثافة الأشعة الكونية تتغير بالنسبة لخط عرض معين من نقطة إلى أخرى و يرجع ذلك إلى عدم تركز عزم ثنائي القطب المغناطيسي ، يسمى هذا التغير مفعول خط الطول (longitude effect) . إضافة إلى ذلك هناك أيضا المفعول شرق-غرب (east-west effect) ، و يتمثل في كون عدد الجسيمات المتحركة من الشرق نحو الغرب أكبر بكثير من عدد الجسيمات المتحركة من الغرب نحو الشرق ، و يرجع ذلك لكون الأغلبية العظمى من الأشعة الكونية الابتدائية عبارة عن بروتونات .





شكل 14 : مفعول خط العرض (latitude effect) .

### (أ) مفعول خط العرض

إن مفعول خط العرض (latitude effect) هو نتيجة مباشرة لعملية القطع المغناطيسي ، حيث تتعلق قيمة طاقة القطع بشدة الحقل المغناطيسي ، و بما أن شدة الحقل تتغير من خط عرض لآخر ، فإن طاقة القطع تتعلق بخط العرض الذي يدخل منه الجسم مجال الأرض المغناطيسي . تتطلب مثلاً البروتونات الابتدائية التي ترد إلى الأرض عند المستوى الاستوائي وبشكل عمودي طاقة أعلى من 15 GeV كي تبلغ سطح الأرض بينما تحتاج فقط إلى 7.2 GeV عند خط العرض 50° ، يبين هذا المثال أن تدفق الأشعة الكونية يزداد باتجاه القطبين (الشكل 14) .

### (ب) المفعول شرق - غرب

عندما تم قياس تدفق الجسيمات عند نقطة تصنع زاوية قطبية  $\theta$  و زاوية استوائية  $\phi$  ، وجد أن التدفق من ناحية الشمال  $I_N(\theta)$  و التدفق من ناحية الجنوب  $I_S(\theta)$  متساويان ، في حين وجد أن التدفق من ناحية الغرب  $I_W(\theta)$  أكبر من التدفق من ناحية الشرق  $I_E(\theta)$  . سميت هذه الظاهرة بالمفعول شرق - غرب (east-west effect) . فسر المفعول شرق-غرب بكون طاقة القطع المغناطيسي تتعلق بزاوية ورود ، فطاقة القطع المغناطيسي مثلاً عند خط الاستواء بالنسبة للجسيمات الواردة من الشرق هي 60 GeV بينما لا تتجاوز الـ 10 GeV بالنسبة للجسيمات الواردة من الغرب ، وعليه فإن القسم الأكبر من الطيف الآتي من الشرق يتم اعتراضه .

يتعلق المفعول شرق-غرب بكل من الزاوية القطبية  $\theta$  ، الارتفاع  $h$  و درجة خط العرض  $\lambda$  ، كما أنه يتأثر بعامل آخر وهو سماكة الغلاف الجوي ، تتناقص سماكة الغلاف الجوي كلما توجهنا نحو القطبين ما يعني زيادة كثافة المادة ، التي تؤدي إلى زيادة الفقد (زيادة عامل التخميد) . ينتج عن هذا العامل اختفاء المفعول شرق-غرب عند حوالي خط العرض  $60^\circ$  . بعد هذا الخط تكون كل الجسيمات الواردة من الغرب ذات الطاقات الضعيفة (هذه الجسيمات هي المسببة للمفعول شرق-غرب ) قد اختفت .

## الفصل الثاني

# تقريب ثنائي الأقطاب

نعرض في هذا الفصل حركة الجسيمات الكونية في حقل مغناطيسي أرضي موصوف باستخدام تقريب ثنائي الأقطاب (dipolar approximation) ، فالحقل المغناطيسي الأرضي يشبه لحد كبير حقل ثنائي الأقطاب المغناطيسي (magnetic dipole) ، وقد كان العالم السويدي ستورمر (Störmer) أول من درس حركة الجسيمات المشحونة في هذا الحقل المغناطيسي [19] ، وتسمح مثل هذه الدراسة بتوضيح الخصائص العامة للحركة انطلاقاً من الحلول التحليلية لمعادلة لورنتز (Lorentz) ، ومن ثم إيجاد المناطق المسموحة والممنوعة حركياً وكذلك قيم القطع المغناطيسي (geomagnetic cutoff) .

### 1. الحركة في حقل مغناطيسي كيني

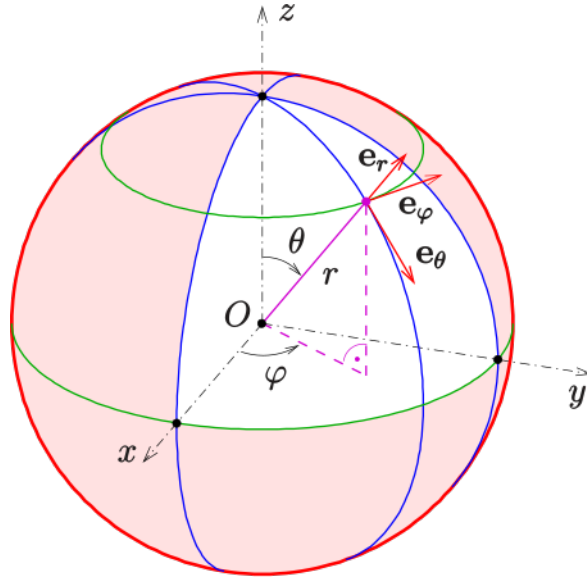
#### (أ) معادلات الحركة

إذ دخل جسيم شحنته  $q$  وسرعته  $\vec{v}$  حقلاً مغناطيسياً شدته  $\vec{B}$  فإنه يتعرض إلى قوة مغناطيسية تعطى بالصيغة التالية والتي تسمى قوة لورنتز (Lorentz) :

$$\vec{F} = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1)$$

وهي قوة عمودية على كل من شعاع الحقل المغناطيسي والسرعة ، ومثل هذه القوة لا يغير من قيمة السرعة وإنما يغير فقط إتجاهها . بالنسبة للجسيمات النسبوية (عالية السرعة مقارنة بسرعة الضوء) يكون تأثير القوة على النحو التالي :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\gamma\vec{v})}{dt} = m \frac{d\gamma}{dt} \vec{v} + m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt}$$



شكل 15 : نظام الإحداثيات الكروية .

مع :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

و  $m$  هي كتلة السكون ، كما يمكن إثبات أن المقادير  $v$  و  $\gamma$  و  $p$  ثابتة ، وذلك على النحو التالي :

$$\vec{p} \cdot \vec{F} = \frac{1}{2} \frac{d(p^2)}{dt} = \vec{p} \cdot \frac{d\vec{p}}{dt} = q \vec{p} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) = 0$$

و عليه فإن المعادلة (1) تصبح :

$$m \gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$

سنقوم بحل هذه المعادلة في نظام الإحداثيات الكروية (الشكل 15) ، شعاع الموضع في هذه الإحداثيات هو :

$$\vec{r} = r \hat{e}_r$$

شعاع السرعة هو :

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \dot{r} \hat{e}_r + r \dot{\theta} \hat{e}_\theta + r \dot{\phi} \sin \theta \hat{e}_\phi \quad (3)$$

شعاع التسارع هو :

$$\begin{aligned} \vec{a} = \dot{\vec{v}} = & (\ddot{r} - r \dot{\theta}^2 - r \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta) \hat{e}_r + (r \ddot{\theta} + 2 \dot{r} \dot{\theta} - r \dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta) \hat{e}_\theta \\ & + (r \ddot{\phi} \sin \theta + 2 \dot{r} \dot{\phi} \sin \theta + 2 r \dot{\theta} \dot{\phi} \cos \theta) \hat{e}_\phi \end{aligned}$$

و بالأخذ بالإعتبار مركبات الحقل المغناطيسي :

$$\vec{B} = B_r \hat{e}_r + B_\phi \hat{e}_\phi + B_\theta \hat{e}_\theta$$

نحصل على هذه الجملة :

$$\begin{cases} m \gamma (\ddot{r} - r \dot{\theta}^2 - r \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta) & = q (B_\phi r \dot{\theta} - B_\theta r \dot{\phi} \sin \theta) \\ m \gamma (r \ddot{\theta} + 2 \dot{r} \dot{\theta} - r \dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta) & = q (B_r r \dot{\phi} \sin \theta - B_\phi \dot{r}) \\ m \gamma (r \ddot{\phi} \sin \theta + 2 \dot{r} \dot{\phi} \sin \theta + 2 r \dot{\theta} \dot{\phi} \cos \theta) & = q (B_\phi \dot{r} - B_r r \dot{\theta}) \end{cases} \quad (4)$$

## (ب) حالات خاصة

**حقل منتظم :** عندما يكون الحقل المغناطيسي منتظما ، فإن حركة الجسم هي بصفة عامة عبارة عن حركة لولبية ، أي تركيب حركتين إحداها دائرية حول مركز الدوران (نقطة من خط الحقل) بنصف قطر يسمى نصف قطر لارمور (Larmor) :

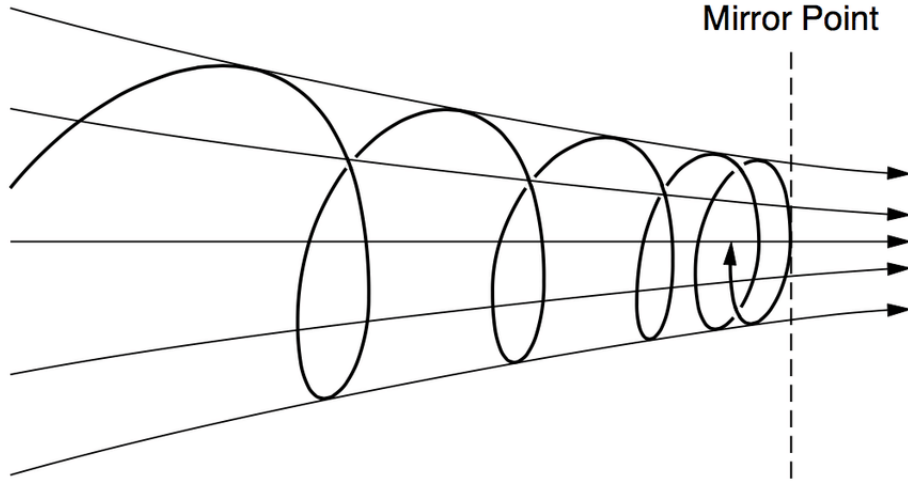
$$r_L = \frac{m\gamma}{qB} v_\perp \quad (5)$$

حيث  $v_\perp$  هي مركبة السرعة وفق الإتجاه العمودي على شعاع الحقل المغناطيسي ، أما الحركة الثانية فهي إنسحابية موازية لخطوط الحقل .

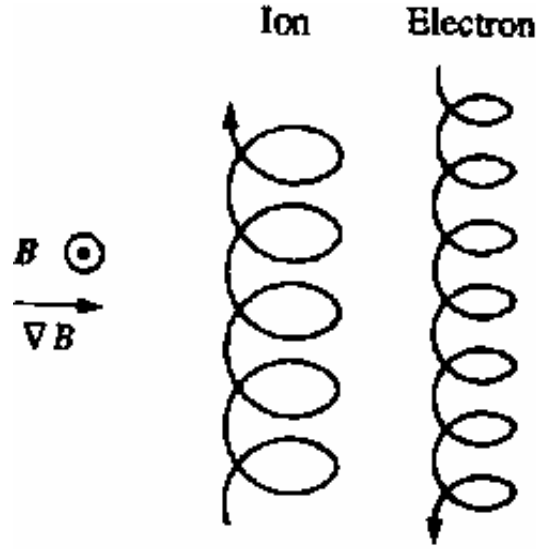
**-حقل متغير بإتجاه خطوط الطول :** إذا كانت شدة الحقل المغناطيسي  $\vec{B}$  تتغير بإتجاه خطوط الحقل ، أي أنه كلما تحركنا بموازية خطوط الحقل كلما تغيرت شدة الحقل ، فإن الجسم سيتأثر بقوة أخرى إتجاهها بموازية خطوط الحقل و نقطة تأثيرها هي مركز الدوران . إذا كان معدل التغير في شدة الحقل ضعيف فإن القوة الناشئة عن ذلك تعطى بالعبرة [?] :

$$\vec{F} = -\frac{1}{2} \frac{m\gamma}{B} v_\perp^2 \nabla \vec{B} \quad (6)$$

إذا كانت شدة الحقل المغناطيسي تتغير بحيث تزداد بإتجاه معين فإن الجسم يمكن أن يعكس إتجاه حركته تحت تأثير هذه القوة ويسمى هذا التأثير بمفعول المرآة (mirror effect) (الشكل 16) . أما إذا امتلك الحقل قيمتين عظيمتين في نقطتين مختلفتين فإن الجسم سيتم أسره داخل المنطقة المحصورة بين هاتين النقطتين .



شكل 16 : الارتداد نتيجة التدرج باتجاه خطوط الحقل .

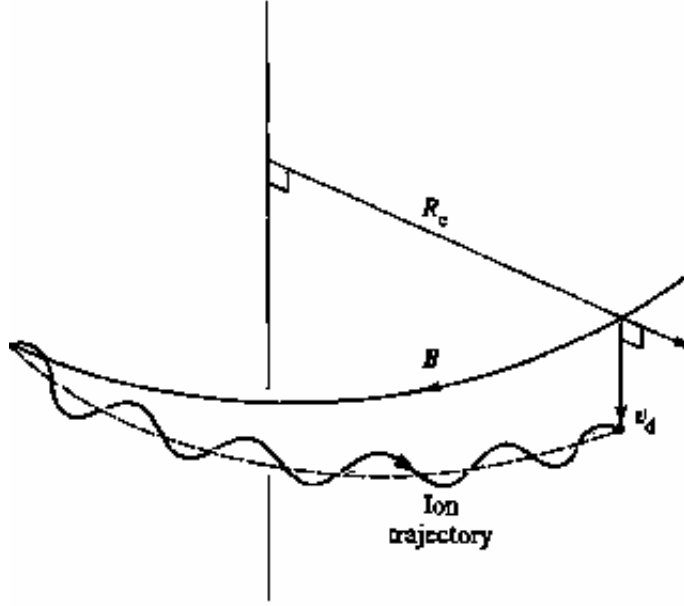


شكل 17 : تأثير الحقل المتغير باتجاه عمودي على خطوط الحقل .

حقل متغير عمودياً على خطوط الطول : إذا كانت شدة الحقل المغناطيسي تتغير في الإتجاه العمودي على خطوط الحقل المغناطيسي ، فإن الجسم المتحرك في هذا الحقل سيتأثر بقوة أخرى ناتجة عن تغير في شدة الحقل يقع محور هذه القوة في المستوى العمودي على المستوي الذي يشمل كل من  $B$  و  $\nabla B$  وتعطى بالعلاقة التالية :

$$\vec{F} = \frac{1}{q} \frac{\vec{F}_\perp \times \vec{B}}{B^2} \quad (7)$$

حيث  $F_\perp$  هي مركبة القوة وفق الإتجاه العمودي على شعاع الحقل المغناطيسي . تقوم هذه القوة بتحريك جسم في إتجاه عمودي على خطوط الحقل بسرعة تسمى سرعة الجر ، و تتعلق القوة بشحنة الجسم ، و عليه فإن اتجاه الإنسحاب الجر للشحنات المختلفة يكون متعاكسا (الشكل 17) .



شكل 18 : انسحاب مركز الدوران نتيجة انحناء خطوط الحقل .

حقل ذو خطوط منحنية : إذا كانت خطوط الحقل المغناطيسي منحنية و كان  $R$  نصف قطر الانحناء (الشكل 18) ، فإن الجسم المتحرك في هذا الحقل سيخضع لتأثيرين إضافيين أولهما تأثير قوة الطرد المركزي الناتجة عن انحناء مسار مركز الدوران وهي قوة مركزية ( $F_c$ ) ينتج عنها حركة إنسحابية بسرعة :

$$\vec{V}_{D1} = \frac{1}{q} \frac{\vec{F}_C \times \vec{B}}{B^2} = \frac{m\gamma v_{\parallel}^2}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \quad (8)$$

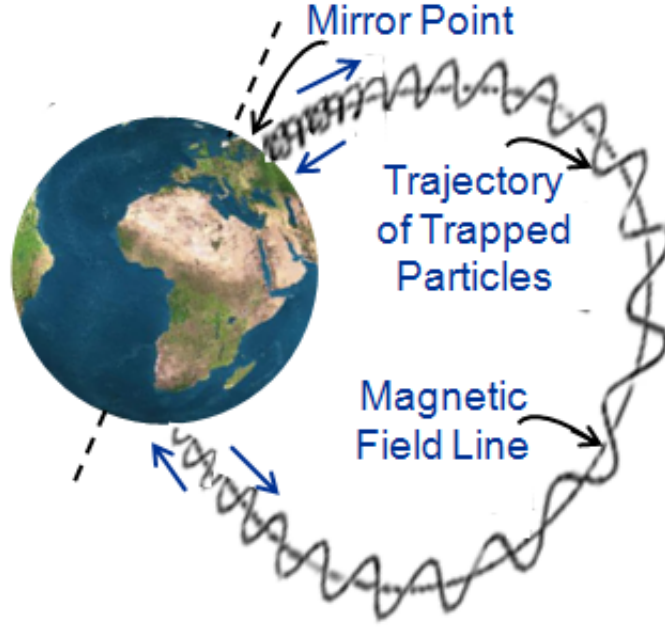
التأثير الثاني يرجع إلى القوة الناتجة عن التغير القطري (عمودي على خطوط الحقل) في شدة الحقل المغناطيسي ينشأ عن هذه القوة أيضا حركة إنسحابية بسرعة :

$$\vec{V}_{D2} = \frac{m\gamma v_{\perp}^2}{2B^2 q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2}$$

و عليه فإن سرعة الإنسحاب الجرا الكلية هي :

$$\vec{V}_D = \vec{V}_{D1} + \vec{V}_{D2} = \frac{m\gamma}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \left[ v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right]$$

حيث  $v_{\parallel}$  هي مركبة السرعة وفق الإتجاه الموازي لشعاع الحقل المغناطيسي . يعتبر الحقل المغناطيسي الأرضي مثالا جيدا لحقل يمتلك معظم الخصائص المذكورة سابقا ولذلك فإن بعض الجسيمات يتم أسرها داخل هذا الحقل (الشكل 19) .



شكل 19 : تأثير كل من انحناء خطوط الحقل و التدرج باتجاه الخطوط على مسار الجسيم في الحقل المغناطيسي الأرضي (جسيم مأسور) .

## 2. الحركة في حقل مغناطيسي ثنائي الأقطاب

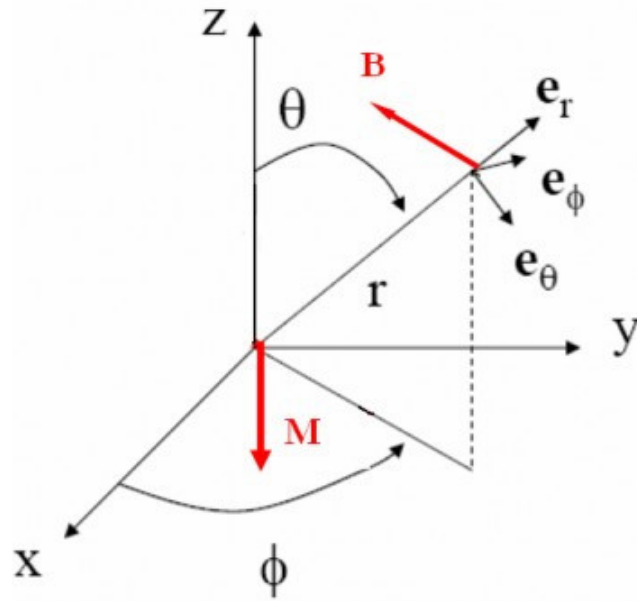
تعطى مركبات الحقل المغناطيسي الناشئ عن ثنائي القطب المغناطيسي في نظام الإحداثيات الكروية بالعبارات التالية :

$$\begin{cases} B_r = -\frac{2\mu_0 M}{4\pi r^3} \cos \theta \\ B_\theta = -\frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \sin \theta \\ B_\phi = 0 \end{cases} \quad (9)$$

حيث  $M$  هو العزم المغناطيسي (اتجاهه في هذه الحالة عكس إتجاه المحور  $Oz$ ) (الشكل 20) . بتعويض  $B_r$  و  $B_\theta$  و  $B_\phi$  في المعادلات (4) نحصل على المعادلات التفاضلية لحركة جسيم في حقل ثنائي القطب المغناطيسي وهي :

$$\begin{cases} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 - r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta = \frac{\mu_0 q M}{4\pi m \gamma} \frac{1}{r^2} \dot{\phi} \sin^2 \theta \\ r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} - r\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta = -\frac{2\mu_0 q M}{4\pi m \gamma} \frac{1}{r^2} \dot{\phi} \sin \theta \cos \theta \\ r\ddot{\phi} \sin \theta + 2\dot{r}\dot{\phi} \sin \theta + 2r\dot{\theta}\dot{\phi} \cos \theta = -\frac{\mu_0 q M}{4\pi m \gamma} \left( \frac{\dot{r} \sin \theta}{r^3} - \frac{2\dot{\theta} \cos \theta}{r^2} \right) \end{cases} \quad (10)$$





شكل 20 : حقل ثنائي القطب المغناطيسي .

يمكن الحصول على معادلات أخرى إنطلاقاً من كون سرعة الجسم ثابتة المقدار :

$$v^2 = \text{Const} = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta = v_0^2 \quad (11)$$

لحل جملة هذه المعادلات نحصل على معادلة المسار ، ولأجل ذلك ندخل المتغيرات الجديدة التالية :

$$s = \frac{v}{l} t \quad \rho = \frac{r}{l} \quad \xi = \frac{q}{|q|} \quad (12)$$

مع

$$l = \sqrt{\frac{\mu_0 |q| M}{4\pi m \gamma v}}$$

يسمى هذا المقدار طول ستورمر (Störmer) و عليه :

$$\phi' = \frac{d\phi}{ds}$$

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d\phi}{ds} \frac{ds}{dt} = \frac{v}{l} \frac{d\phi}{ds} = \frac{v}{l} \phi'$$

$$\theta' = \frac{d\theta}{ds} \quad \dot{\theta} = \frac{v}{l} \theta' \quad \dot{\rho} = \frac{v}{l} \rho'$$

و عليه تأخذ جملة المعادلات (10) الشكل التالي :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho'' - \rho'\theta^2 - \rho'\phi^2 \sin^2 \theta = \frac{\xi}{\rho^2} \phi' \sin^2 \theta \\ \rho''\theta + 2\rho'\theta' - \rho'\phi^2 \sin \theta \cos \theta = -2\xi \frac{1}{\rho^2} \phi' \sin \theta \cos \theta \\ \rho''\phi \sin \theta + 2\rho'\phi' \sin \theta + 2\rho\theta'\phi' \cos \theta = -\xi \left( \frac{\rho' \sin \theta}{\rho^3} - \frac{2\theta' \cos \theta}{\rho^2} \right) \end{array} \right. \quad (13)$$

والمعادلة (11) تصبح :

$$\rho^2 + \rho^2\theta'^2 + \rho^2\phi'^2 \sin^2 \theta = 1 \quad (14)$$

بضرب المعادلة (14) في  $\rho \sin \theta$  نحصل على المعادلة التالية :

$$\frac{d}{ds} (\rho^2 \rho \sin^2 \theta) = \xi \frac{d}{ds} \left( \frac{\sin^2 \theta}{\rho} \right) \quad (15)$$

بالمكاملة نحصل على مايلي :

$$\rho^2 \phi' \sin^2 \theta - \xi \frac{\sin^2 \theta}{\rho} - 2\alpha = 0 \quad (16)$$

يمثل  $2\alpha$  ثابت المكاملة ، يعطى هذا الثابت بـ :

$$2\alpha = \frac{1}{l} \frac{p_\phi}{p}$$

لإثبات ذلك نطلق من عبارة اللاغرانجي النسبوي [20] :

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + q \vec{A} \cdot \vec{v}$$

$$\vec{A} = -\frac{\mu_0 M \sin \theta}{4\pi r^2} \hat{e}_\phi$$

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - \frac{\mu_0 M \sin^2 \theta}{4\pi r} \dot{\phi}$$

نلاحظ أن اللاغرانجي لا يحتوي صراحة على المتغير  $\phi$  أي أن :

$$\frac{\partial L}{\partial \phi} = 0$$

و عليه وإنطلاقا من المعادلة إيلر-لاغرانج (Euler-Lagrange) :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} - \frac{\partial L}{\partial \phi} = 0$$

نجد أن :

$$p_{\phi} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = \text{const}$$

أي أن  $p_{\phi}$  يمثل ثابت الحركة .

$$p_{\phi} = \frac{\partial l}{\partial \dot{\phi}} = \frac{\partial}{\partial v} \left( -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right) \frac{\partial v}{\partial \dot{\phi}} - \frac{\mu_0 M \sin^2 \theta}{4\pi r} = \frac{r^2 \sin^2 \theta \dot{\phi}}{v} - \frac{\mu_0 M \sin^2 \theta}{4\pi m \gamma v r}$$

بأخذ التعويضات اللازمة نحصل على :

$$p_{\phi} = lp \left( \rho^2 \phi' \sin^2 \theta - \xi \frac{\sin^2 \theta}{\rho} \right)$$

و منه :

$$2\alpha = \frac{p_{\phi}}{lp}$$

و من أجل توضيح معنى هذا الثابت نأخذ الحركة في مستوي الإستوائي ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) كما هو مبين في (الشكل 21) و ندخل الزاوية شرق-غرب كما يلي :

$$\vec{v} \cdot \hat{e}_{\phi} = v \sin \eta = r \dot{\phi} \sin \theta \quad (17)$$

ندخل أيضا الزاوية ( $\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta$ ) (الشكل 22) ، حيث :

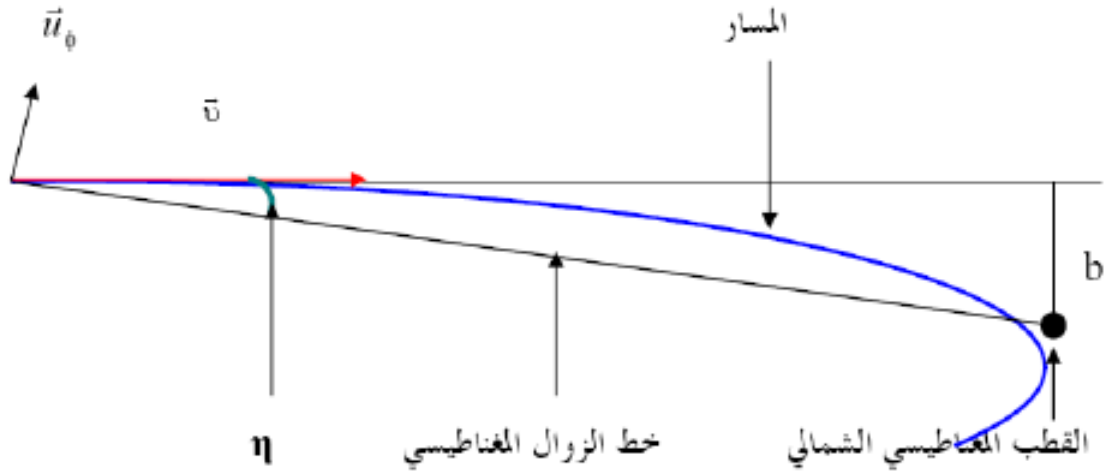
$$\lambda \in \left[ -\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right]$$

نعوض في المعادلة (16) ونعيد كتابتها بدلالة  $r$  فنجد :

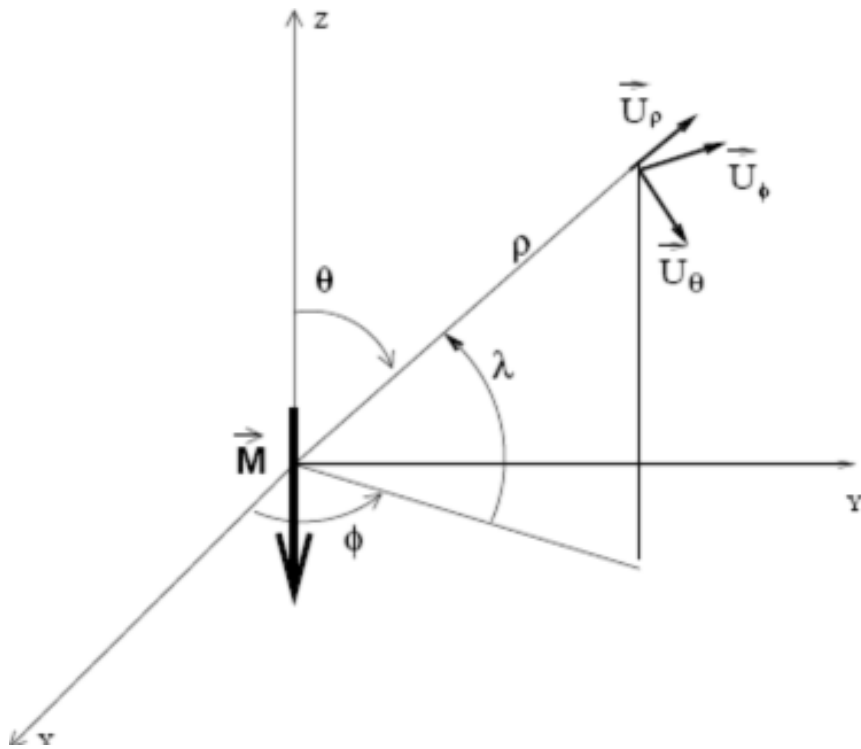
$$2\alpha = r \cos \lambda \sin \eta - \frac{\mu_0 \cos^2 \lambda}{R r}$$

حيث  $R$  هي العطالة المغناطيسية :

$$R = \frac{cm\gamma v}{|q|}$$



شكل 21 : تعريف الزاوية شرق-غرب  $\eta$  و هي الزاوية بين إتجاه الجسم و مستوي الزوال المغناطيسي .



شكل 22 : تعريف الزاوية  $\lambda$  (درجة خط العرض) .

بأخذ النهاية :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (2\alpha) = r \sin \eta = b \quad (\cos \lambda = 1)$$

أي أن ثابت المكاملة  $2\alpha$  يتطابق مع تعريف و سيط الصدم  $b$  [20] .

انطلاقاً من المعادلتين (14) و (16) نحصل على الشرط التالي :

$$-1 \leq \left[ \xi \frac{\sin \theta}{\rho^2} + \frac{2\alpha}{\rho \sin \theta} \right] \leq +1 \quad (18)$$

نعيد كتابة المعادلة (16) بدلالة الزاويتين  $\lambda$  و  $\eta$  :

$$\rho^2 \cos \lambda \sin \eta - 2\alpha\rho - \xi \cos^2 \lambda = 0 \quad (19)$$

وهي معادلة من الدرجة الثانية في المتغير القطري . حلول هذه المعادلة تعطي معادلة المسار :

$$\begin{cases} \rho_+ = \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \xi \cos^3 \lambda \sin \eta}}{\cos \lambda \sin \eta} \\ \rho_- = \frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 + \xi \cos^3 \lambda \sin \eta}}{\cos \lambda \sin \eta} \end{cases} \quad (20)$$

يتم تحديد المناطق التي يتحرك فيها الجسم انطلاقاً من الشرط (18) على النحو التالي :

$$\begin{cases} \cos \lambda \rho^2 - 2\alpha\rho^2 - \xi \cos^2 \lambda \geq 0 \\ \cos \lambda \rho^2 + 2\alpha\rho^2 + \xi \cos^2 \lambda \geq 0 \end{cases} \quad (21)$$

للتبسيط نعتبر جسيماً موجب الشحنة ، المتراجحة الأولى من (21) تتحقق كما يلي :

المميز هو :

$$\Delta_1 = 4(\alpha^2 + \cos^3 \lambda)$$

الأصفار هي :

$$\begin{cases} \rho_{11} = \frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 + \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \\ \rho_{12} = \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \end{cases} \quad (22)$$

إن المميز  $\Delta_1$  موجب على الدوام لأن  $\cos \lambda \geq 0$  و عليه فإن المتراجحة الأولى من (21) محققة دوما خارج الأصفار (الجدور) أي :

$$\rho \in [0, \rho_{11}] \cup [\rho_{12}, \infty[$$

المتراجحة الثانية من (21) تتحقق وفقا للشروط التي يفرضها المميز :

$$\Delta_2 = 4(\alpha^2 - \cos^3 \lambda)$$

أصفار المعادلة هي :

$$\begin{cases} \rho_{21} = \frac{-\alpha - \sqrt{\alpha^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \\ \rho_{22} = \frac{-\alpha + \sqrt{\alpha^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda} \end{cases} \quad (23)$$

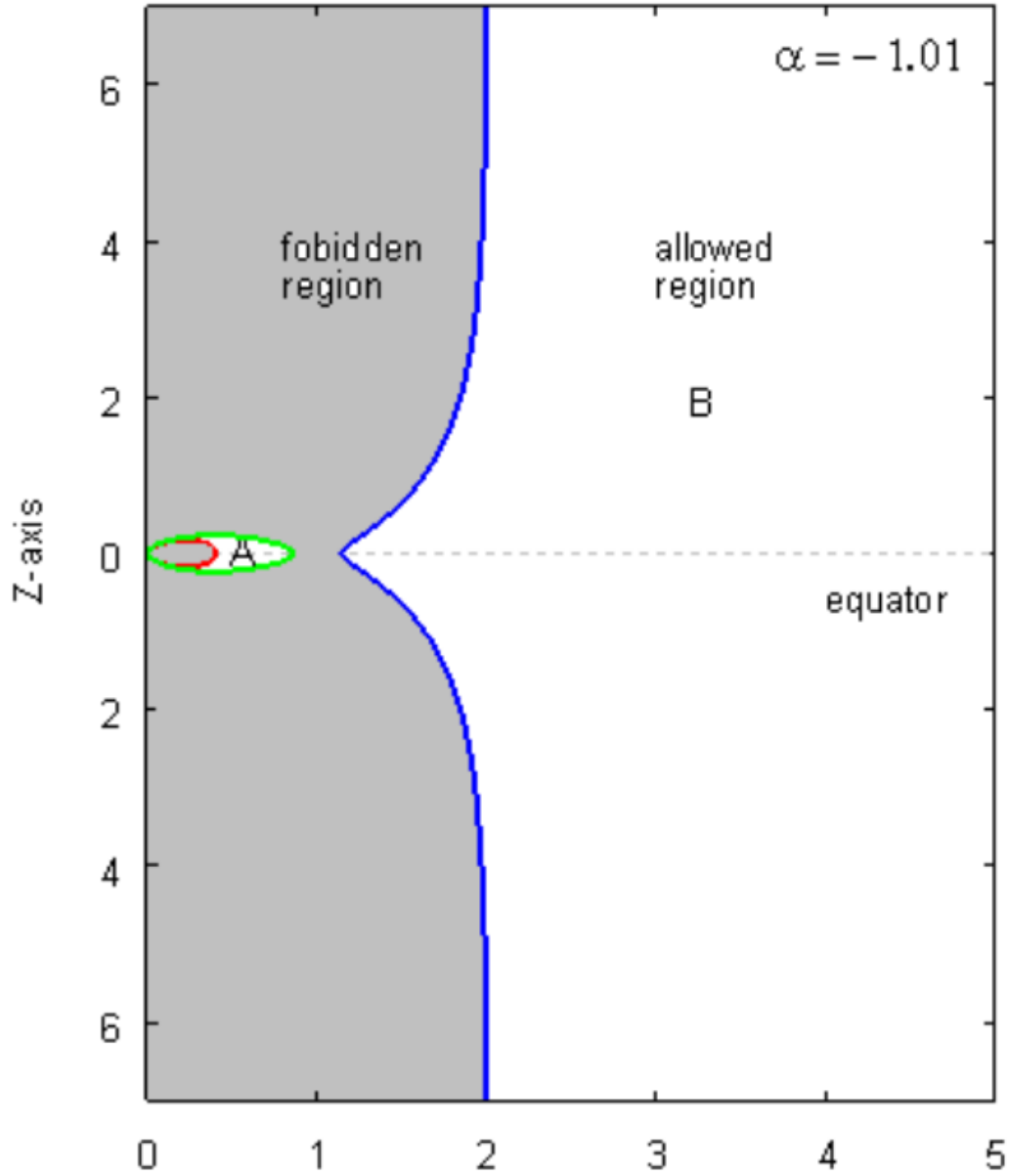
إذا كان المميز موجبا فإن المتراجحة الثانية من (21) تتحقق خارج الأصفار فقط وإذا كان المميز سالبا فإن المتراجحة تتحقق من أجل كل القيم  $\rho$  ، تتعلق إشارة المميز بالثابت  $\alpha$  ، وبشكل إستلزامي بالزاوية  $\lambda$  . و عليه فإن المناطق التي يتحرك فيها الجسم تتعلق بشكل أساسي بقيمة الثابت  $\alpha$  وهو ما يدفع إلى التمييز بين الحالات المختلفة التالية :

$\alpha \leq -1$  : في هذه الحالة يكون  $\rho_{11}$  سالبا ، ويكون  $\rho_{22} > \rho_{21} > \rho_{12}$  و عليه فإنه هناك منطقتين مسموحتين حركيا (الشكل 23) ، تفصل بين هاتين المنطقتين منطقة ممنوعة حركيا ، تمتد المنطقة الاولى المسموحة حركيا ( المنطقة A ) من السطح  $\rho_{12}$  الى غاية السطح  $\rho_{21}$  (جسيمات محتجزة) . مع ملاحظة أن

$$\begin{cases} \rho_{12} = \rho_+ & (\sin \eta = 1) \\ \rho_{21} = \rho_+ & (\sin \eta = -1) \end{cases}$$

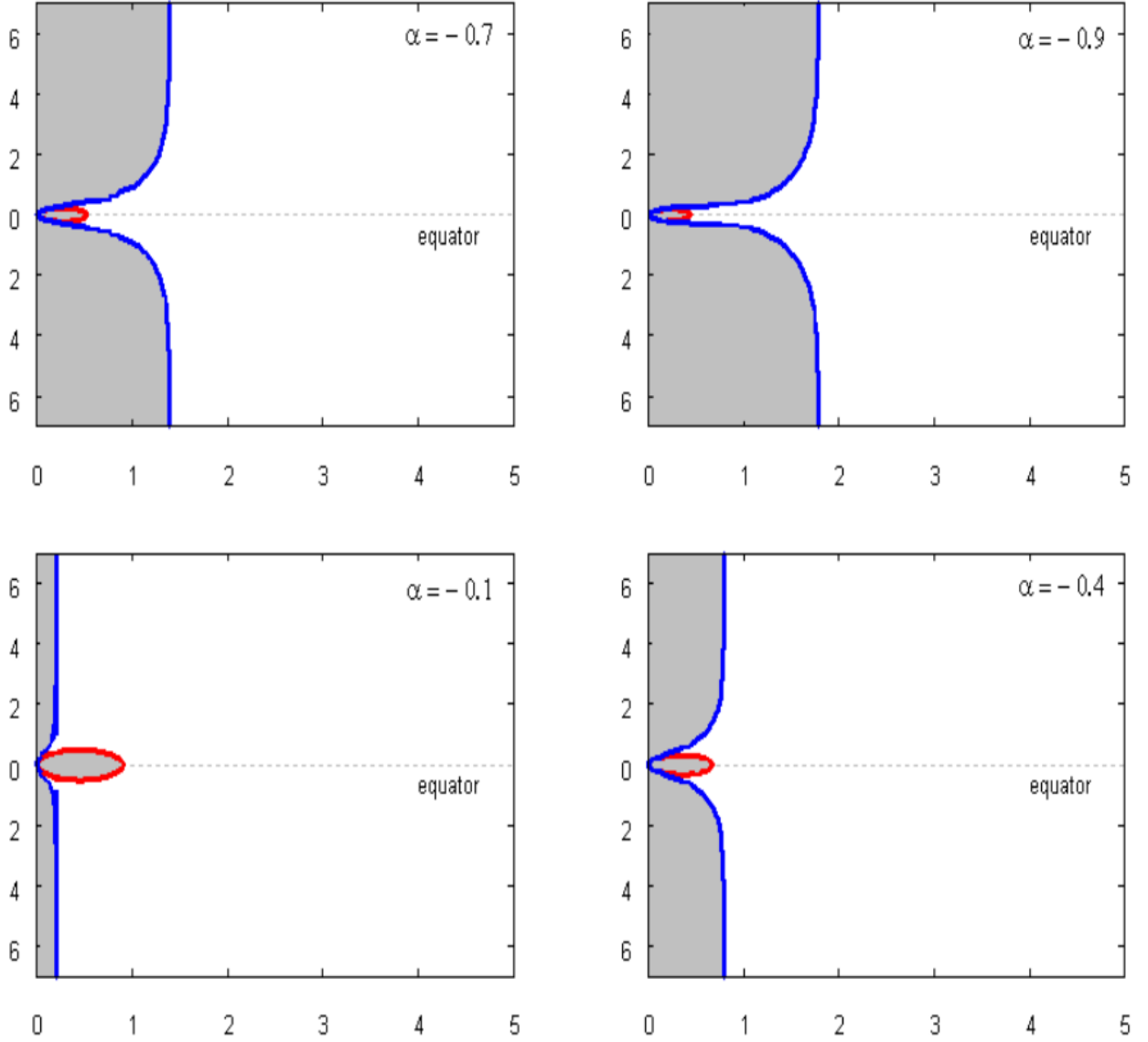
وهو ما يعني أن الحركة في هذه المناطق تحكمها المعادلة الأولى من (20) . أما المناطق الثانية المسموحة حركيا فهي تمتد من السطح  $\rho_{22}$  الى مالانهاية ( المنطقة B ) ، مع الملاحظة أن :

$$\rho_{22} = \rho_- \quad (\sin \eta = -1)$$



شكل 23 : التمثيل في الإحداثيات القطبية للمناطق المسموحة حركيا A و B (الغير مظلمة) أما المناطق المظلمة فهي مناطق محظورة .

أي أن الحركة في هذه المنطقة تحكمه المعادلة الثانية من (20) . تمثل جسيمات المنطقة B جسيمات كونية وهي لا تستطيع أبدا أن تخترق المنطقة المحظورة التي تفصلها عن المنطقة A مهما كانت طاقتها [20] . أما جسيمات المنطقة A فهي جسيمات محلية وهي الأخرى لا يمكنها أبدا أن تغادر هذه المنطقة . نلاحظ أن أقصى إتساع للمنطقة A يكون من أجل  $\rho = 1$  . تلتحم المنطقتان المسموحتان حركيا من أجل  $\alpha = -1$  .



شكل 24 : تغير حجم المنطقة المحظورة (المناطق المظلمة) بدلالة ثابت الحركة  $\alpha$  .

في هذه الحالة سيظهر شرط جديد يقيد قيم الزاوية  $\lambda$  و الحركة مسموحة فقط في المناطق التالية (الشكل 24) :

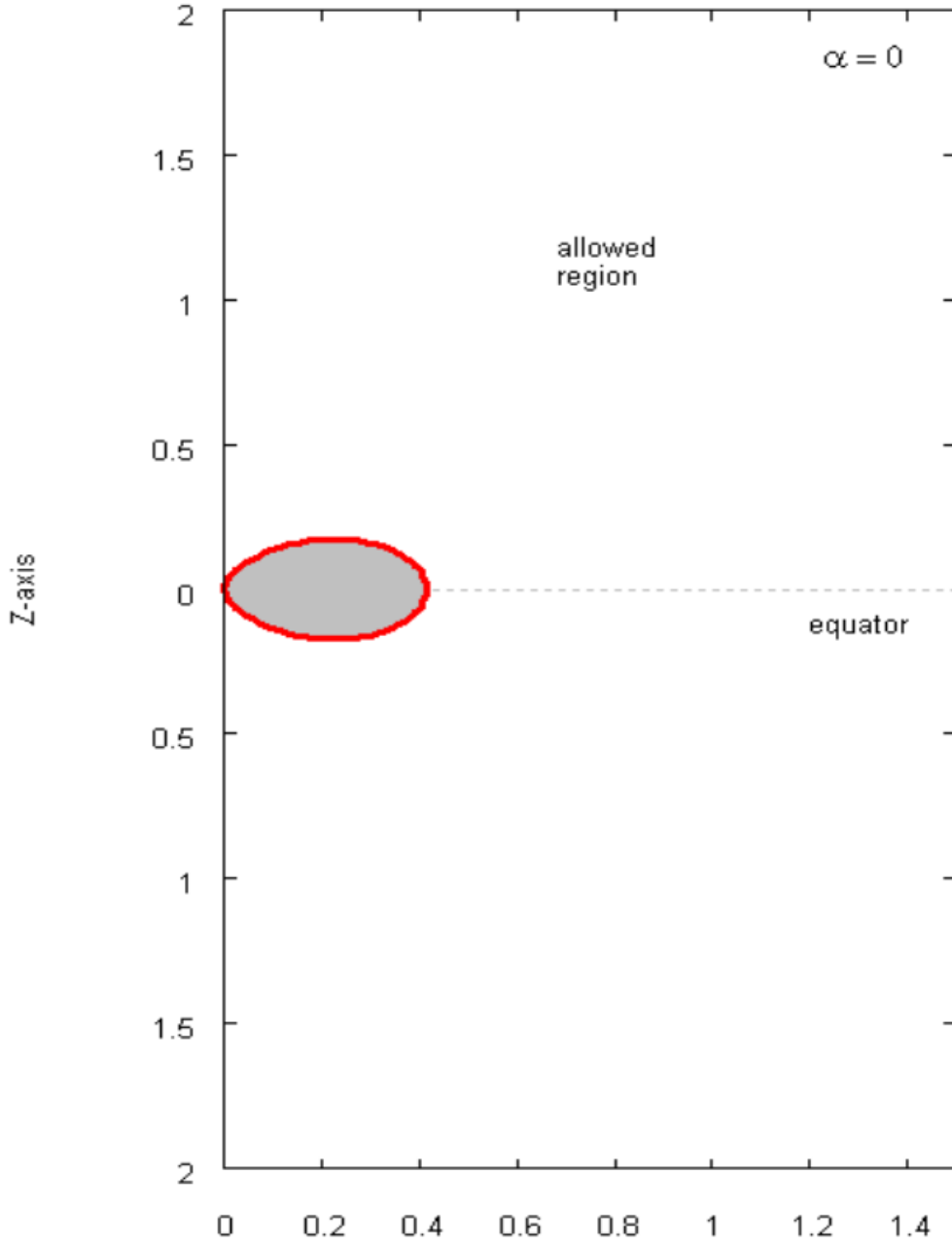
$$\lambda \in \left[-\frac{\pi}{2}, -\arccos(\alpha^{\frac{3}{2}})\right] \cup \left[\arccos(\alpha^{\frac{3}{2}}), \frac{\pi}{2}\right]$$

$$\rho \in [\rho_{12}, \rho_{21}] \cup [\rho_{22}, \infty[$$

$$\lambda \in [-\arccos(\alpha^{\frac{3}{2}}), \arccos(\alpha^{\frac{3}{2}})]$$

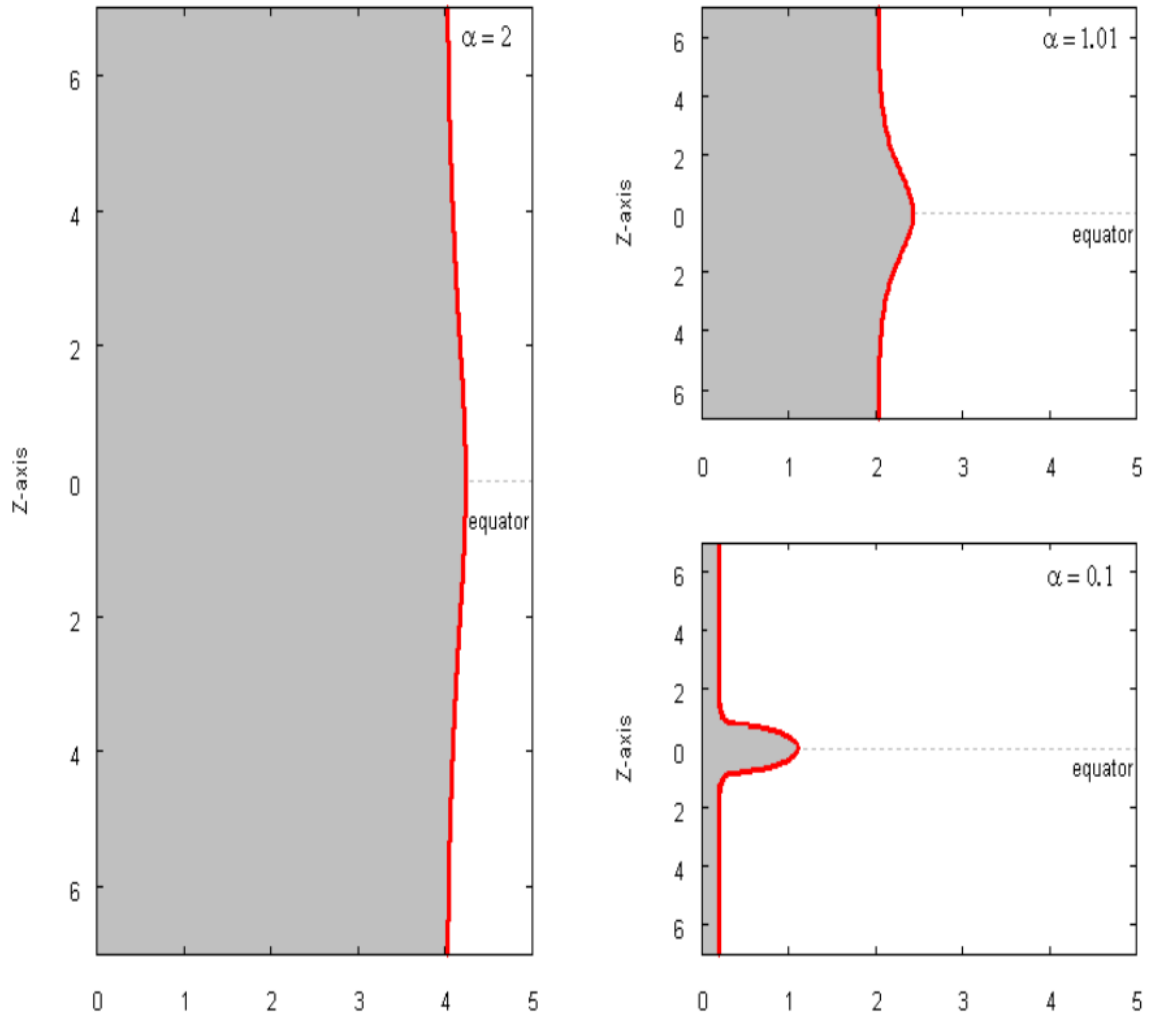
$$\rho \in [\rho_{12}, \infty[$$





شكل 25 : المنطقة المسموحة الغير مظلة من أجل  $\alpha = 0$  و هي الحالة الوحيدة التي يكون فيها المحور (OZ) ضمن المنطقة المسموحة حركيا [21] .

في هذه الحالة يكون لدينا ثلاثة جذور سالبة و هي  $\rho_{11}$  و  $\rho_{22}$  و  $\rho_{21}$  و لدينا فقط  $\rho_{12}$  موجب و عليه فان المتراجحة (21) محققة من أجل  $\rho \geq \rho_{12}$  و هي إذا المنطقة المسموحة حركيا . الشكل 25 يوضح المناطق المسموحة حركيا من أجل  $\alpha = 0$  و الشكل 26 يوضح كيف تتغير هذه المناطق بدلالة ثابت الحركة  $\alpha$  .



شكل 26 : تغير المنطقة المحصورة حركيا المنطقة المضللة بالنسبة لقيم ثابت الحركة  $\alpha$  .

### 3. القطع المغناطيسي

يتعرض مسار الجسم المشحون عندما يدخل حقلا مغناطيسيا إلى الانحناء ، يتناسب نصف قطر الانحناء طرادا مع العطالة المغناطيسية و عكسا مع شدة الحقل ، أي أن مقدار توغل الجسم في الحقل يزداد كلما زادت العطالة المغناطيسية ويقل كلما زادت شدة الحقل ، و عليه فإن الجسيمات ضعيفة الطاقة يتم إرجاعها من قبل الحقل المغناطيسي ، تسمى هذه الظاهرة القطع المغناطيسي .

لبلوغ نقطة ما من الحقل لا بد أن يمتلك الجسم حدا أدنى من العطالة المغناطيسية (الطاقة) ، يسمى هذا الحد عطالة القطع ويرمز له بـ  $R_c$  بالنسبة لتلك النقطة ، أي أنه لا يمكن أبدا أن نجد جسيما بعطالة مغناطيسية أقل من  $R_c$  .

من أجل تحديد قيمة القطع المغناطيسي بالنسبة لنقطة ما إحداثيتها  $(\rho_d, \lambda_d)$  في حقل ثنائي القطب المغناطيسي ، نحدد أولا قيمة القطع من أجل الحالات المختلفة لثابت الحركة  $(\alpha)$  ، و أصغر قيمة تعتبر قيمة القطع . لدينا حالتين :

$\alpha \leq -1$  : يتم تحديد قيمة القطع انطلاقا من المعادلة السطح (23) كما يلي :

$$\rho_d = \frac{-\alpha + \sqrt{\alpha^2 - \xi \cos^3 \lambda_d}}{\cos \lambda_d}$$

نعوض  $\rho_d$  بـ  $\frac{r_d}{l}$  و  $l$  بـ  $\sqrt{\frac{\mu_0 M c}{4\pi R}}$  ، نجد :

$$R_{c1} = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left( \frac{-\alpha + \sqrt{\alpha^2 - \xi \cos^3 \lambda_d}}{\cos \lambda_d} \right)^2 \quad (24)$$

وهي قيمة القطع المغناطيسي ، الرمز  $R_{c1}$  تمييز الحالة الأولى عن الحالة الثانية . نلاحظ أن هذه القيمة تتناقص مع الثابت  $(\alpha)$  و تأخذ أقل قيمة من أجل  $(\alpha = -1)$  :

$$R_{c1} = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left( \frac{1 + \sqrt{1 - \xi \cos^3 \lambda_d}}{r_d \cos \lambda_d} \right)^2 \quad (25)$$

وهي أقل قيمة للعتالة المغناطيسية التي يجب أن يمتلكها الجسم كي يبلغ النقطة التي احداثياتها  $(r_d, \lambda_d)$  ، أي أنه لا يمكن أن نجد عند هذه النقطة جسيما كونيا له ثابت حركة  $\alpha < -1$  بعتالة مغناطيسية دون هذه القيمة .

$\alpha > -1$  : من أجل تحديد قيمة القطع في هذه الحالة ننتقل من معادلة السطح (22) الذي يمثل أقصى النقاط التي تستطيع هذه الجسيمات أن تبلغها (و بالتالي أقل قيمة للعتالة المغناطيسية) :

$$\rho_d = \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \xi \cos^3 \lambda_d}}{\cos \lambda_d}$$

ومنه نجد أن :

$$R_{c2} = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left( \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \xi \cos^3 \lambda_d}}{r_d \cos \lambda_d} \right) \quad (26)$$

وهي دالة متزايدة مع الثابت  $(\alpha)$  وتأخذ أقل قيمة من أجل  $\alpha = -1$  :

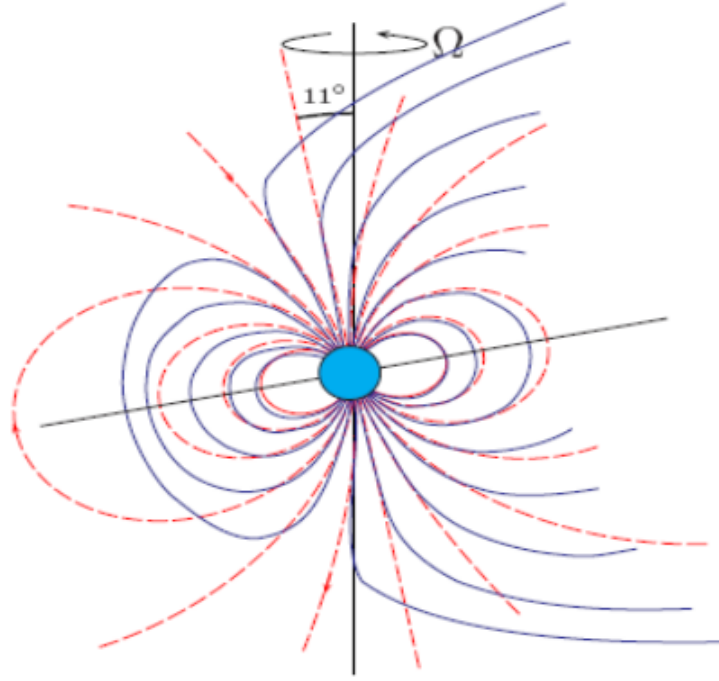
$$R_{c2} = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left( \frac{-1 + \sqrt{1 + \xi \cos^3 \lambda_d}}{r_d \cos \lambda_d} \right)^2 \quad (27)$$

بمقارنة العبارتين (25) و (27) نجد أن  $R_{c2} < R_{c1}$  مهما كانت قيمة  $\lambda$  ، وعليه فإن  $R_{c2}$  تمثل قيمة القطع المغناطيسي المطلق ، أي انه لا يمكن رصد جسيم كوني عند نقطة ما إحداثياتها  $(\rho_d, \lambda_d)$  عطالته المغناطيسية أقل من  $R_{c2}$  . نرمز للقطع المطلق  $R_c$  و عبارته :

$$R_c = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left( \frac{1 - \sqrt{1 + \xi \cos^3 \lambda_d}}{r_d \cos \lambda_d} \right)^2 \quad (28)$$

وهي العبارة التي تحدد أقل قيمة للعتالة المغناطيسية يمكن أن نرصد بها جسيما كونيا عند نقطة ما و لا يمكن أن نجد جسيما كونيا عطالته المغناطيسية أقل من ذلك . العبارة التي تظهر إرتباط القطع (غير المطلق) بزاوية الورود شرق-غرب هي :

$$R_c = \frac{\mu_0 M c}{4\pi} \left( \frac{1 - \sqrt{1 + \xi \sin \eta \cos^3 \lambda_d}}{r_d \sin \eta \cos \lambda_d} \right)^2 \quad (29)$$



شكل 27 : تمثل الخطوط المستمرة الحقل المغناطيسي الأرضي الحقيقي و تمثل الخطوط المتقطعة حقل ثنائي القطب المغناطيسي .

#### 4. تطبيق على الحقل المغناطيسي الارضي

تشبه بنية الحقل المغناطيسي الأرضي بالقرب منها (على مسافة تقل عن خمسة أضعاف نصف قطر الأرض) بنية الحقل الناشئ عن ثنائي قطب مغناطيسي عزمه المغناطيسي متجهها نحو الجنوب و قيمته [22] :

$$M = 7.68 \times 10^{22} \text{ A m}^2$$

و تبلغ قيمة الحقل المغناطيسي الأرضي عند خط الاستواء  $300 \mu\text{G}$  ، و يميل محور ثنائي القطب المغناطيسي الأرضي بزاوية قدرها  $11^\circ$  عن محور دوران الأرض (الشكل 27) ، حيث يقطع القطب المغناطيسي الشمالي عند خط العرض  $81^\circ$  شمالا و خط الطول  $110^\circ$  غربا .

عند اعتبار الحقل المغناطيسي الأرضي مطابقا لحقل ثنائي القطب المغناطيسي و أخذ نظام الاحداثيات بحيث ينطبق المحور (OZ) على محور ثنائي القطب (geomagnetic coordinates) و يكون العزم المغناطيسي متجهها نحو الجنوب (الشكل 22) ، فان حركة الجسيمات المشحونة فيه توصف تماما بالنتائج الواردة سابقا .

إن التقريب الأولي الذي يعتبر الحقل المغناطيسي الأرضي مطابقا تماما لحقل ثنائي قطب مغناطيسي يسمح بتفسير العديد من الظواهر المتعلقة بانتشار الجسيمات المشحونة حول الأرض وبشكل خاص حساب قيم القطع المغناطيسي .

عندما تصبح الأشعة الكونية على مسافة من الأرض قدرها عشرة أضعاف نصف قطر الأرض تكون عمليا تحت تأثير الحقل المغناطيسي الأرضي فقط لأنه على هذه المسافة تكون قيم كل من الحقل المغناطيسي الشمسي و الحقل المغناطيسي المجري ضعيفة جدا مقارنة بقيمة الحقل المغناطيسي الأرضي حيث أن قيمة الحقل المجري هي  $2.4 \mu\text{G}$  و الحقل الشمسي هي  $50 \mu\text{G}$  ، و هي قيم ضعيفة بالنسبة للحقل الأرضي . يشكل الحقل المغناطيسي الأرضي ذرعا يمنع الجسيمات التي لا تمتلك حدا معيناً من الطاقة من بلوغ سطح الأرض يسمى هذا الفعل القطع المغناطيسي الأرضي .

نعرف القطع بالنسبة لسطح الأرض على أنه الحد الأدنى من العطالة المغناطيسية اللازم لبلوغ سطح الأرض ، و عليه و انطلاقاً من المعادلة (29) و بالأخذ في الاعتبار الحقائق التالية :

• نصف قطر الأرض  $R_e$  :

$$R_e = 6.37 \times 10^6 \text{ m}$$

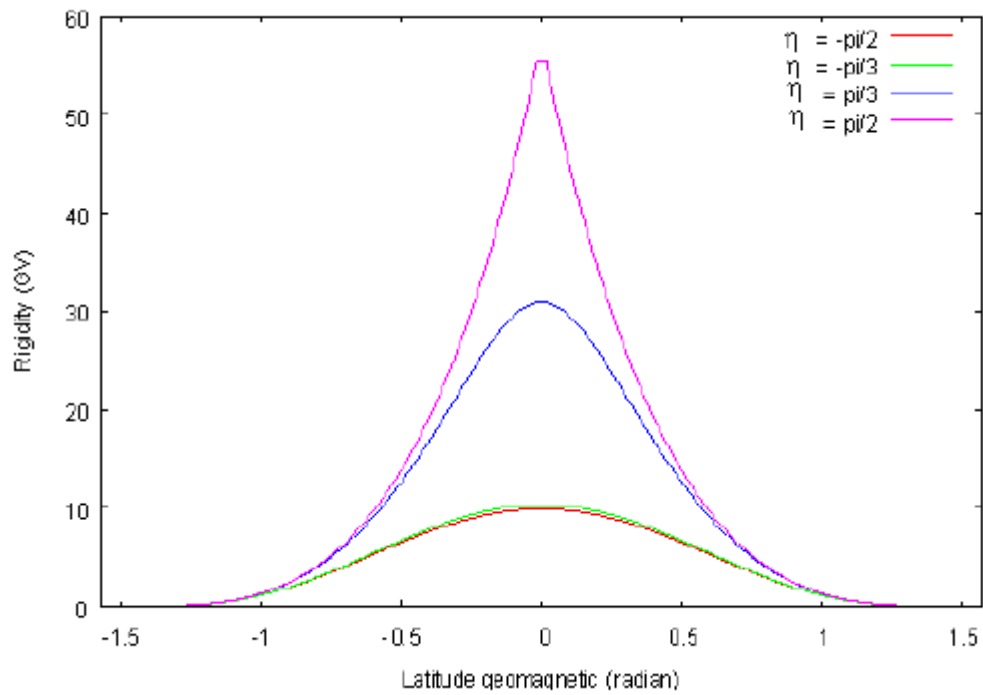
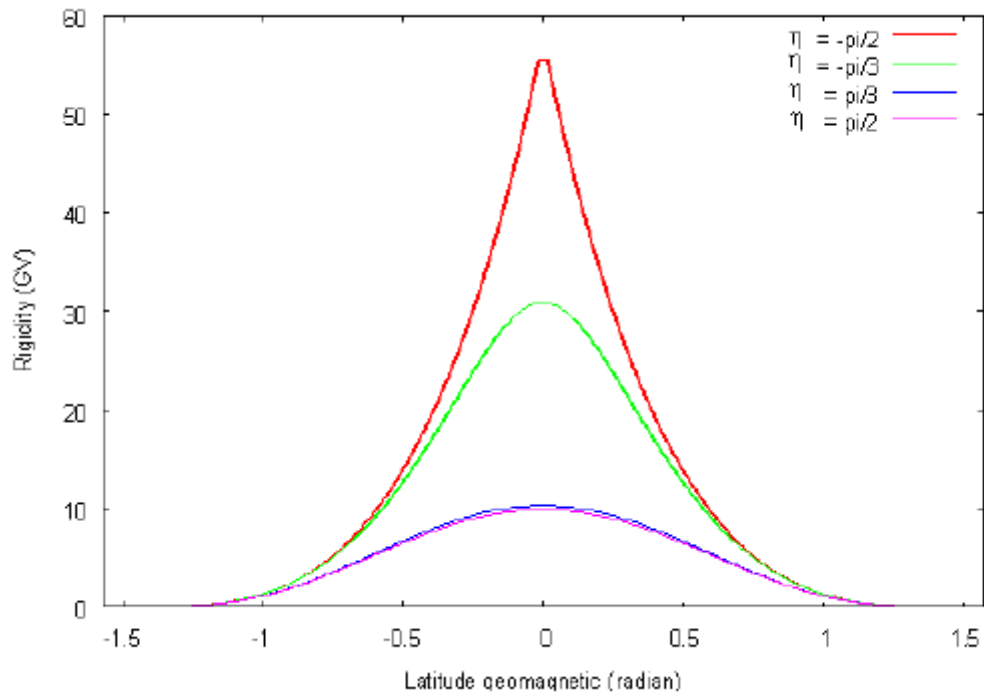
• السماحية المغناطيسية للهواء  $\mu_0$  :

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

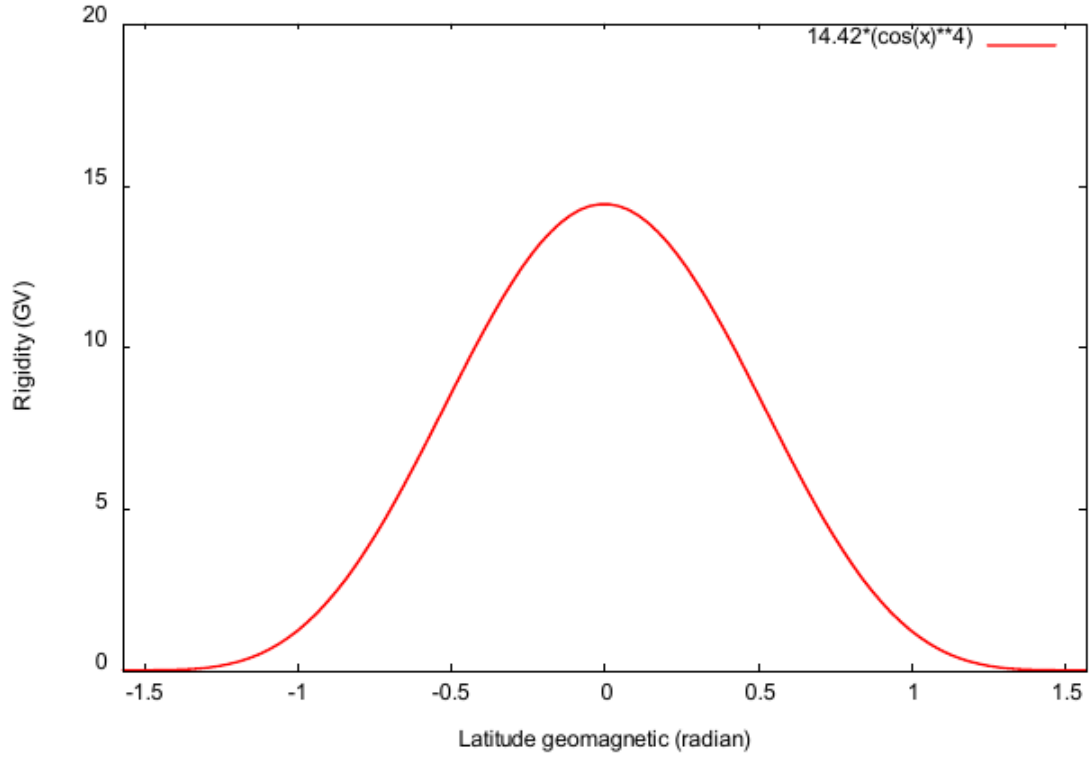
نجد أن القطع المغناطيسي بالنسبة لسطح الأرض يعطي بـ :

$$R_{\min} = 57.68 \times \left( \frac{1 - \sqrt{1 + \xi \sin \eta \cos^3 \lambda_d}}{\sin \eta \cos \lambda_d} \right)^2 \quad (\text{GeV}) \quad (30)$$

نلاحظ أن قيمة القطع تكون أكبر ما يمكن عند خط الإستواء وتقل كلما اتجهنا نحو القطبين (الشكل 28) . بالنسبة لجسيم موجب الشحنة اقل قيمة لها ( $\approx 10 \text{ GV}$ ) تكون من أجل  $\eta = \frac{\pi}{2}$  ، و أما بالنسبة لجسيم سالب الشحنة فهي اقل ما يمكن من أجل  $\eta = \frac{\pi}{2}$  . إن إمتلاك الجسيمات لطاقة أكبر من قيمة القطع لا يعني بالضرورة قدرتها على بلوغ أي نقطة لأن تعرضها لعملية القطع يتوقف أيضا على اتجاه دخولها .



شكل 28 : القطع المغناطيسي بالنسبة لسطح الارض بدلالة خط العرض المغناطيسي الخاص بالجسيمات موجبة الشحنة (أعلى) و سالبة الشحنة (أسفل) [23] .



شكل 29 : القطع المغناطيسي الأرضي بالنسبة للجسيمات المتحركة في مستوى الزوال المغناطيسي .

نستنتج عبارة القطع المغناطيسي بالنسبة للجسيمات التي تتحرك في مستوى الزوال المغناطيسي حيث  $\sin \eta = 0$  (الشكل 29) :

$$R_{\min} = 14.42 \cos^4 \lambda_d \quad (\text{GeV}) \quad (31)$$



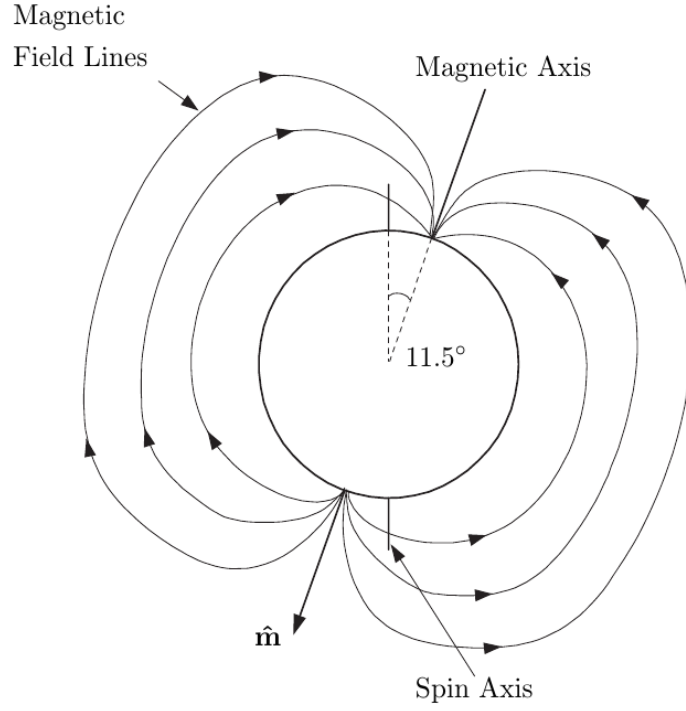
## الفصل الثالث

# الآثار الجيومغناطيسية على الأشعة الكونية في تجربة AMS-01

إن الحل التحليلي لمعادلة لورنتز (Lorentz) لجسيم يتحرك في حقل مغناطيسي ثنائي القطب يسمح بتحديد المناطق المسموحة حركياً وبحساب قيم القطع المغناطيسي ، لكنه لا يعطي الشكل الواضح لمعادلة المسار ولا يسمح بتتبع الجسيمات بصورة فردية . لمعالجة هذه المسألة نستخدم النموذج المعروف باسم المجال الجيومغناطيسي المرجعي الدولي (International Geomagnetic Reference Field) أو IGRF ، وهو نموذج رقمي دقيق لوصف الحقل المغناطيسي الأرضي يسمح بتتبع الجسيمات الكونية بصورة فردية . في هذه الحالة ، نستخدم الطرق العددية لحل معادلة لورنتز . باعتماد هذه المعطيات و استخدام طريقة مونت كارلو (Monte Carlo) ، يعرض هذا الفصل المحاكاة المفصلة المنجزة لانتشار البروتونات الكونية في الحقل المغناطيسي الأرضي في إطار التجربة الفضائية AMS-01 ، كما يقدم مقارنة شاملة بين النتائج الحساية والبيانات التجريبية .

## 1. الحقل المغناطيسي الأرضي الحقيقي

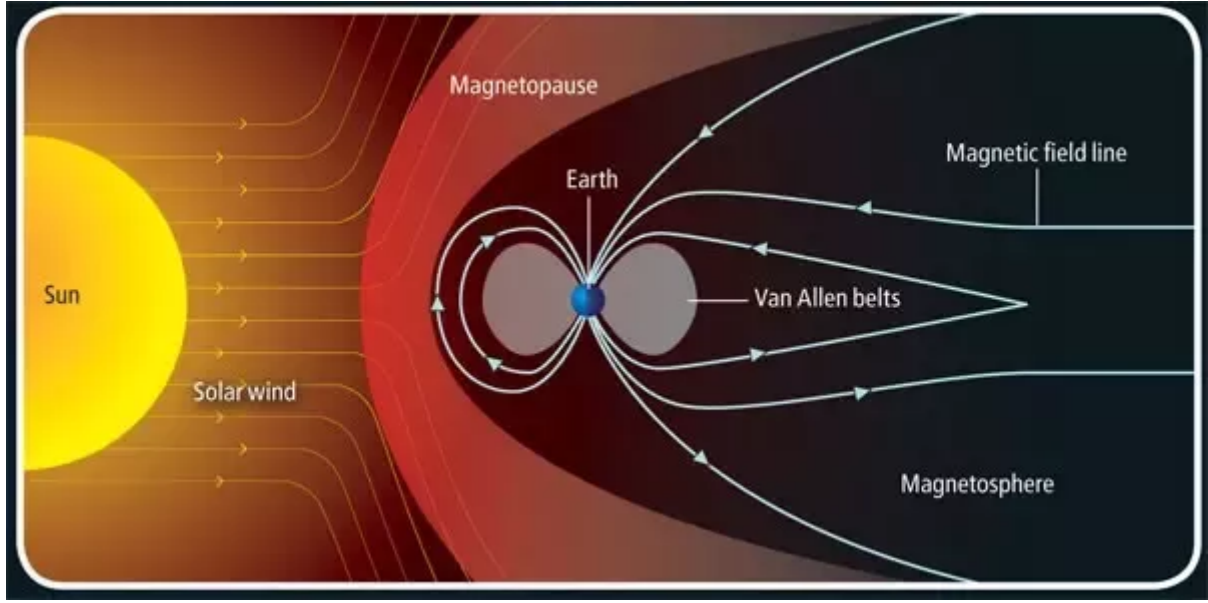
يشبه المجال المغناطيسي للأرض بشكل عام الحقل المحيط بالكرة الممغنطة ، أو ثنائي القطب المائل كما هو موضح في الشكل 30 . منذ بداية عام 1999 ، تم اعتبار محور ثنائي القطب المغناطيسي بأنه مائل تقريباً بـ  $11.5^\circ$  درجة من محور الدوران للأرض ، ويتغير بحوالي  $0.2^\circ$  / سنة . قوتها على سطح الأرض تتراوح من حوالي 30000 nT بالقرب من خط الاستواء إلى 60000 nT بالقرب من القطبين . علاوة على ذلك ، يوجد مجال ذو شدة مغناطيسية منخفضة عند حوالي  $25^\circ$  جنوباً و  $45^\circ$  غرباً يعرف



شكل 30 : نموذج الحقل المغناطيسي الأرضي [24] .

باسم الشذوذ البرازيلي . كما يوجد ارتفاع عند  $10^\circ$  شمالاً و  $100^\circ$  شرقاً ، ويشير كلاهما معاً إلى أن المحور ثنائي القطب لا يميل فقط ، ولكنه لا يمر تماماً عبر مركز الأرض [24] [25] .

سيتأثر كل من شدة الحقل المغناطيسي الأرضي و اتجاهه في كل نقطة من نقاطه بعاملين أساسيين أحدهما داخلي (جيولوجي) ، ويمثل في عدم إستقرار البنية الباطنية للأرض و عدم تجانس توزيع المكونات ، أما العامل الأخر فهو خارجي و يمثل في الرياح الشمسية (solar wind) كما هو مبين في الشكل 31 و التيارات الحلقية التي تسببها الجسيمات المحتجزة داخل منطقة الغلاف المغناطيسي (magnetospher) . تؤدي هذه العوامل إلى نوعين من التغيرات في الحقل المغناطيسي ، النوع الأول هو تغيرات محلية في شدة و اتجاه الحقل ، وهي تغيرات تحدث خلال فترات زمنية قصيرة (من بضعة ثواني إلى غاية عدة سنوات) ، وتظهر على شكل إهتزازات حول قيمة معينة لشدة الحقل ، و هذه التغيرات يسببها بشكل أساسي العامل الخارجي إضافة إلى التيارات التي تسببها حركة المواد الغنية بالحديد الموجودة بباطن الأرض . أما النوع الثاني فهو تغيرات مستمرة بعيدة المدى و يسببها حصراً العامل الجيولوجي ، أي عدم إستقرار البنية الداخلية للأرض . فقد أثبتت عمليات القياس أن شدة الحقل المغناطيسي تتناقص بإستمرار ، كما أن مقر القطبين يتغير أيضاً كل سنة (أثبت علم التاريخ المغناطيسي للأرض أن الحقل المغناطيسي غير اتجاهه 171 مرة خلال 75 مليون سنة الأخيرة) . إن هذه التغيرات جعلت التعبير عن الحقل المغناطيسي الأرضي بدالة تحليلية أمراً مستحيل و لذلك فقد تم اللجوء إلى وضع نماذج عديدة للحقل المغناطيسي الأرضي .



شكل 31 : الرياح الشمسية [26] .

## 2. المجال الجيومغناطيسي المرجعي الدولي (IGRF)

المجال الجيومغناطيسي المرجعي الدولي (International Geomagnetic Reference Field) أو (IGRF) هو مجموعة من المعاملات التوافقية الكروية التي يمكن إدخالها في نموذج رياضي من أجل وصف جزء واسع النطاق و المتغير بمرور الوقت من المجال المغناطيسي الداخلي للأرض بين حقبة 1900 والحاضر [27] . يتم إنتاج هذه المعاملات و مراقبتها بواسطة فريق عمل دولي من العلماء تحت رعاية مجموعة العمل V-MOD التابعة للرابطة الدولية للمغناطيسية الأرضية و علم الطيران (IAGA) . يتم استخدام IGRF بشكل روتيني و على نطاق واسع في تحديد مواقع الأقمار الصناعية و أنظمة التحكم و التطبيقات الأخرى التي تتطلب معلومات التوجيه . يتغير المجال المغناطيسي للأرض بشكل مستمر و غير متوقع على فترات زمنية تتراوح من أشهر إلى ملايين السنين . من أجل حساب التغيرات الزمنية في النطاقات الزمنية لبضع سنوات ، تتم مراجعة IGRF بانتظام ، و عادة كل 5 سنوات . يتكون كل جيل من مجموعة من معاملات النموذج التي تمثل المجال المغناطيسي الأرضي المتغير بمرور الوقت ، والتي يتم توفيرها على فترات مدتها 5 سنوات . آخر جيل لهذه النموذج هو الجيل الثالث عشر (IGRF13) و هو الذي إستخدمناه في دراستنا .

تعتمد كل النماذج العديدة على العمل الذي قدمه غاوس (Gauss) سنة 1838 . في هذا العمل أهملت التغيرات التي يحدثها العامل الخارجي (تمثل 1%) و أخذ في الحسبان فقط التغيرات الناجمة عن العامل الجيولوجي و إعتبار الحقل المغناطيسي مشتق من كيون سلهي تعطى عبارته كالتالي :

$$B(r, \theta, \phi, t) = -\nabla V(r, \theta, \phi, t) \quad (32)$$

حيث :

$$V(r, \theta, \phi, t) = a \sum_{l=1}^N \sum_{m=0}^l \left\{ \left( \frac{a}{r} \right)^{l+1} [g_l^m(t) \cos(m\phi) + h_l^m(t) \sin(m\phi)] P_l^m(\cos \theta) \right\} \quad (33)$$

$r, \theta, \phi$  هي الإحداثيات في نظام الإحداثيات الكروية حيث  $r$  هو المسافة عن مركز الأرض ،  $\theta$  درجة خط العرض و  $\phi$  درجة خط الطول . يمثل  $a$  نصف قطر الأرض ويقدر بـ  $6371.2 \text{ km}$  .  $g_l^m(t)$  و  $h_l^m(t)$  هي المعاملات التوافقية الكروية والمعروفة أيضاً باسم معاملات غاوس (Gauss) . في حالة IGRF13 لدينا  $N = 13$  ، مما يعطينا تقريبا 200 عاملا من معاملات غاوس (الجدول 1) .

بإشتقاق الكمون  $V(r, \theta, \phi, t)$  بالنسبة لـ  $(r, \theta, \phi)$  نتمكن من حساب مركبات الحقل المغناطيسي فتحصل على المعادلات التالية [28] :

$$B_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = \sum_{l=1}^N \left\{ \left( \frac{a}{r} \right)^{l+2} (l+1) \sum_{m=0}^l [g_l^m(t) \cos(m\phi) + h_l^m(t) \sin(m\phi)] P_l^m(\cos \theta) \right\}$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = -\sum_{l=1}^N \left\{ \left( \frac{a}{r} \right)^{l+2} \sum_{m=0}^l [g_l^m(t) \cos(m\phi) + h_l^m(t) \sin(m\phi)] \frac{\partial P_l^m(\cos \theta)}{\partial \theta} \right\}$$

$$B_\phi = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi} = -\frac{1}{\sin \theta} \sum_{l=1}^N \left\{ \left( \frac{a}{r} \right)^{l+2} \sum_{m=0}^l m [-g_l^m(t) \sin(m\phi) + h_l^m(t) \cos(m\phi)] P_l^m(\cos \theta) \right\}$$

تمثل  $P_l^m(\cos \theta)$  توابع ليجندر (Legendre) المرافقة من أجل حساب المجال المغناطيسي ، لكن علينا أولا حساب كثيرات حدود ليجندر التي تعطى بالعلاقة التراجعية التالية :

$$\begin{cases} P^{0,0} = 1 \\ P^{l,l} = \sin \theta P^{l-1,l-1} \\ P^{l,m} = \cos \theta P^{l-1,m} - K^{l,m} P^{l-2,m} \end{cases}$$

حيث :

$$\begin{cases} K^{l,m} = 0, & l = 1 \\ K^{l,m} = \frac{(l-1)^2 - m^2}{(2l-1)(2l-3)}, & l > 1 \end{cases}$$

$g/h$	$n$	$m$	
$g$	1	0	-29404.8
$g$	1	1	-1450.9
$h$	1	1	4652.5
$g$	2	0	-2499.6
$g$	2	1	2982.0
$h$	2	1	-2991.6
$g$	2	2	1677.0
$h$	2	2	-734.6
$g$	3	0	1363.2
$g$	3	1	-2381.2
$h$	3	1	-82.1
$g$	3	2	1236.2
$h$	3	2	241.9
$g$	3	3	525.7
$h$	3	3	-543.4
$g$	4	0	903.0
$g$	4	1	809.5
$h$	4	1	281.9
$g$	4	2	86.3
$h$	4	2	-158.4
$g$	4	3	-309.4
$h$	4	3	199.7
$g$	4	4	48.0
$h$	4	4	-349.7
$g$	5	0	-234.3
$g$	5	1	363.2
$h$	5	1	47.7
$g$	5	2	187.8
$h$	5	2	208.3

$g/h$	$n$	$m$	
$g$	5	3	-140.7
$h$	5	3	-121.2
$g$	5	4	-151.2
$h$	5	4	32.3
$g$	5	5	13.5
$h$	5	5	98.9
$g$	6	0	66.0
$g$	6	1	65.5
$h$	6	1	-19.1
$g$	6	2	72.9
$h$	6	2	25.1
$g$	6	3	-121.5
$h$	6	3	52.8
$g$	6	4	-36.2
$h$	6	4	-64.5
$g$	6	5	13.5
$h$	6	5	8.9
$g$	6	6	-64.7
$h$	6	6	68.1
$g$	7	0	80.6
$g$	7	1	-76.7
$h$	7	1	-51.5
$g$	7	2	-8.2
$h$	7	2	-16.9
$g$	7	3	56.5
$h$	7	3	2.2
$g$	7	4	15.8
$h$	7	4	23.5
$g$	7	5	6.4

$g/h$	$n$	$m$	
$h$	7	5	-2.2
$g$	7	6	-7.2
$h$	7	6	-27.2
$g$	7	7	9.8
$h$	7	7	-1.8
$g$	8	0	23.7
$g$	8	1	9.7
$h$	8	1	8.4
$g$	8	2	-17.6
$h$	8	2	-15.3
$g$	8	3	-0.5
$h$	8	3	12.8
$g$	8	4	-21.1
$h$	8	4	-11.7
$g$	8	5	15.3
$h$	8	5	14.9
$g$	8	6	13.7
$h$	8	6	3.6
$g$	8	7	-16.5
$h$	8	7	-6.9
$g$	8	8	-0.3
$h$	8	8	2.8
$g$	9	0	5.0
$g$	9	1	8.4
$h$	9	1	-23.4
$g$	9	2	2.9
$h$	9	2	11.0
$g$	9	3	-1.5
$h$	9	3	9.8

$g/h$	$n$	$m$	
$g$	9	4	-1.1
$h$	9	4	-5.1
$g$	9	5	-13.2
$h$	9	5	-6.3
$g$	9	6	1.1
$h$	9	6	7.8
$g$	9	7	8.8
$h$	9	7	0.4
$g$	9	8	-9.3
$h$	9	8	-1.4
$g$	9	9	-11.9
$h$	9	9	9.6
$g$	10	0	-1.9
$g$	10	1	-6.2
$h$	10	1	3.4
$g$	10	2	-0.1
$h$	10	2	-0.2
$g$	10	3	1.7
$h$	10	3	3.6
$g$	10	4	-0.9
$h$	10	4	4.8
$g$	10	5	0.7
$h$	10	5	-8.6
$g$	10	6	-0.9
$h$	10	6	-0.1
$g$	10	7	1.9
$h$	10	7	-4.3
$g$	10	8	1.4
$h$	10	8	-3.4



$g/h$	$n$	$m$	
$g$	10	9	-2.4
$h$	10	9	-0.1
$g$	10	10	-3.8
$h$	10	10	-8.8
$g$	11	0	3.0
$g$	11	1	-1.4
$h$	11	1	0.0
$g$	11	2	-2.5
$h$	11	2	2.5
$g$	11	3	2.3
$h$	11	3	-0.6
$g$	11	4	-0.9
$h$	11	4	-0.4
$g$	11	5	0.3
$h$	11	5	0.6
$g$	11	6	-0.7
$h$	11	6	-0.2
$g$	11	7	-0.1
$h$	11	7	-1.7
$g$	11	8	1.4
$h$	11	8	-1.6
$g$	11	9	-0.6
$h$	11	9	-3.0
$g$	11	10	0.2
$h$	11	10	-2.0
$g$	11	11	3.1
$h$	11	11	-2.6
$g$	12	0	-2.0
$g$	12	1	-0.1

$g/h$	$n$	$m$	
$h$	12	1	-1.2
$g$	12	2	0.5
$h$	12	2	0.5
$g$	12	3	1.3
$h$	12	3	1.4
$g$	12	4	-1.2
$h$	12	4	-1.8
$g$	12	5	0.7
$h$	12	5	0.1
$g$	12	6	0.3
$h$	12	6	0.8
$g$	12	7	0.5
$h$	12	7	-0.2
$g$	12	8	-0.3
$h$	12	8	0.6
$g$	12	9	-0.5
$h$	12	9	0.2
$g$	12	10	0.1
$h$	12	10	-0.9
$g$	12	11	-1.1
$h$	12	11	0.0
$g$	12	12	-0.3
$h$	12	12	0.5
$g$	13	0	0.1
$g$	13	1	-0.9
$h$	13	1	-0.9
$g$	13	2	0.5
$h$	13	2	0.6
$g$	13	3	0.7

$g/h$	$n$	$m$	
$h$	13	3	1.4
$g$	13	4	-0.3
$h$	13	4	-0.4
$g$	13	5	0.8
$h$	13	5	-1.3
$g$	13	6	0.0
$h$	13	6	-0.1
$g$	13	7	0.8
$h$	13	7	0.3
$g$	13	8	0.0
$h$	13	8	-0.1
$g$	13	9	0.4
$h$	13	9	0.5
$g$	13	10	0.1
$h$	13	10	0.5
$g$	13	11	0.5
$h$	13	11	-0.4
$g$	13	12	-0.5
$h$	13	12	-0.4
$g$	13	13	-0.4
$h$	13	13	-0.6

• جدول 1 : معاملات غاوس [27]

كما تعطى مشتقة العلاقة التراجعية لكثيرات حدود ليجنדר كما يلي :

$$\frac{\partial P^{0,0}}{\partial \theta} = 0$$

$$\frac{\partial P^{l,l}}{\partial \theta} = \sin \theta \frac{\partial P^{l-1,l-1}}{\partial \theta} + \cos \theta P^{l-1,l-1}, \quad l \geq 1$$

$$\frac{\partial P^{l,m}}{\partial \theta} = \cos \theta \frac{\partial P^{l-1,m}}{\partial \theta} - \sin \theta P^{l-1,m} - K^{l,m} \frac{\partial P^{l-2,m}}{\partial \theta}$$

ثم نتحول من الإحداثيات الكروية إلى الإحداثيات الكارتيزية عن طريق المعادلة التالية [29] :

$$\begin{cases} B_X = B_\theta \cos \delta + B_r \sin \delta \\ B_Y = B_\phi \\ B_Z = -B_\theta \sin \delta + B_r \cos \delta \end{cases}$$

بحيث :

$$\delta = \phi + \theta - 90^\circ$$

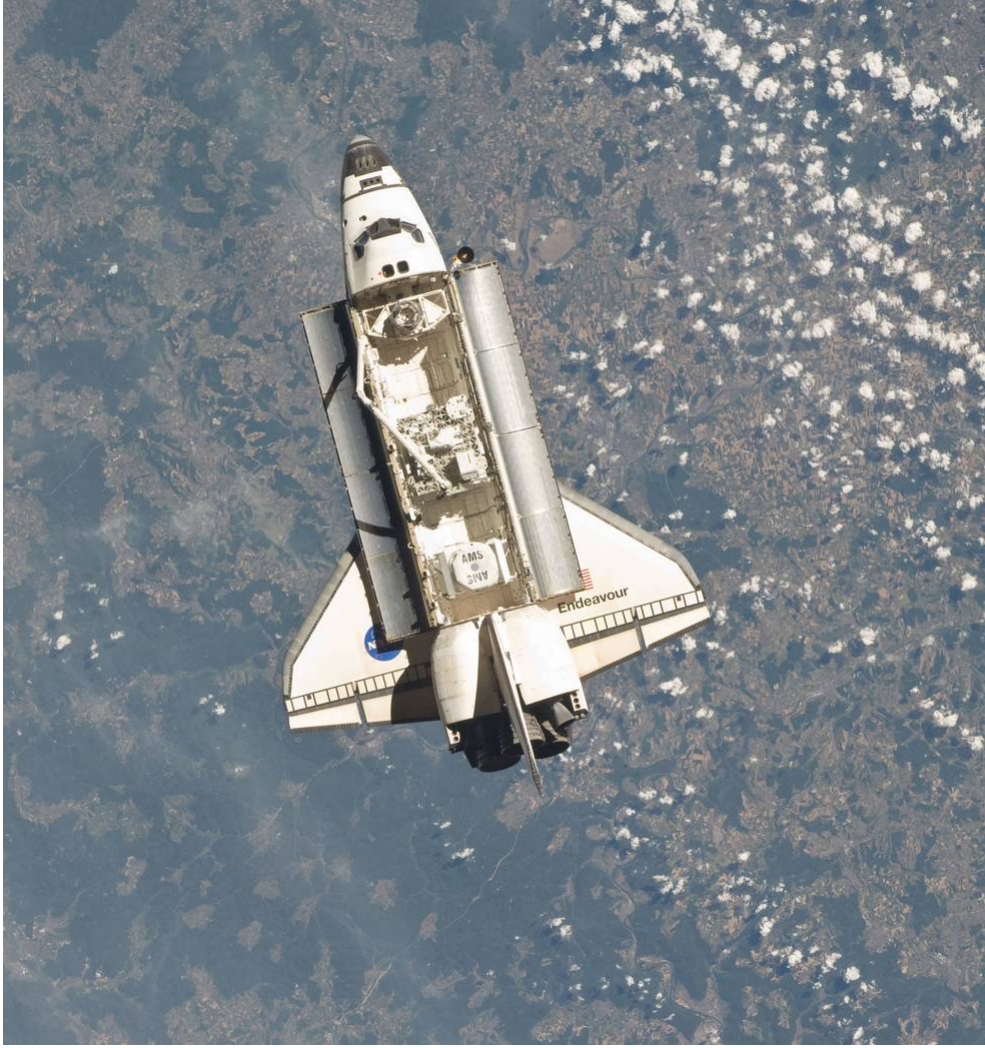
### 3. التجربة الفضائية AMS-01

التجربة AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) هي تجربة فضائية تمثل في وضع جهاز لكشف الأشعة الكونية (الجسيمات بصفة عامة) في مدار حول الأرض و بالضبط على متن محطة الفضاء الدولية (ISS). أهم أهداف هذه التجربة هو رصد النوى المضادة و قياس تدفق كل عنصر من عناصر الأشعة الكونية ، كل على حدة . و تستخدم هذه التجربة جهازا للتحليل الطيفي المغناطيسي (مطياف مغناطيسي) .

أجريت تجربة AMS أول مرة سنة 1998 حيث وضعت النسخة الأولى من الجهاز AMS ، و هي تعرف باسم AMS-01 ، على متن المركبة الفضائية ديسكوفري (Discovery) أثناء قيامها برحلتها المسماة STS-91 (الشكل 32) . استغرقت التجربة مدة تسعة أيام و عشرون ساعة ، دارت خلالها المركبة حول الأرض في مدار يميل عن خط الإستواء بزاوية قدرها  $51^\circ$  ، أي أنها قامت بمسح المنطقة المحصورة بين خطي العرض  $51^\circ$  و  $-51^\circ$  ، على إرتفاع تراوح ما بين 320 و 390 كلم ، و قد كان محور المطياف (OZ) متجها على الدوام نحو الأعلى [30] .

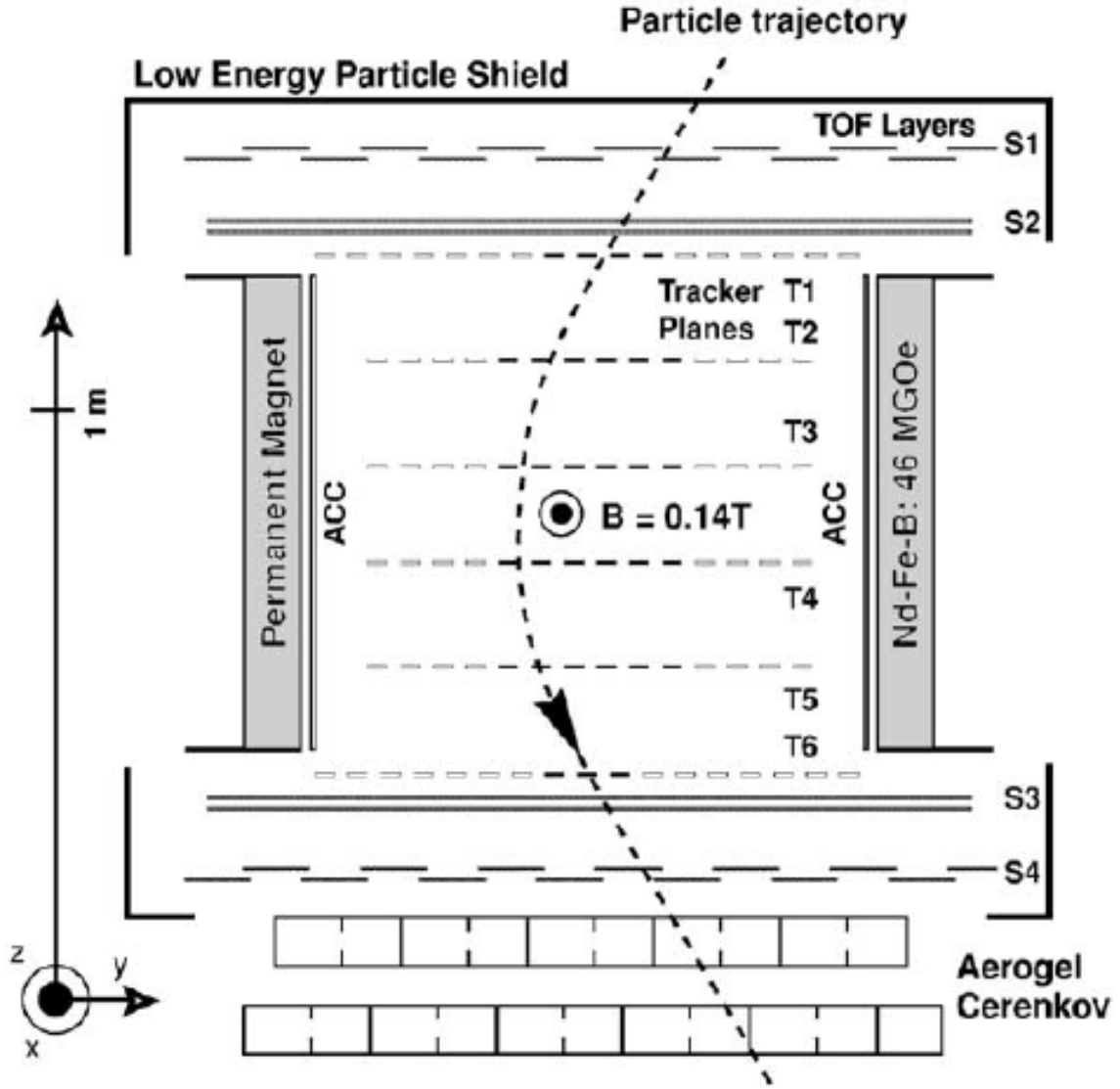
يتكون الجهاز AMS-01 من ستة كواشف هي (الشكل 33) :

- المغناطيس الدائم و هو جهاز أسطواني الشكل ارتفاعه 800 ملم ، نصف قطره الداخلي 557 ملم و نصف قطره الخارجي 600 ملم ، يولد حقلًا مغناطيسيا مشابها تقريبا لحقل ثنائي القطب المغناطيسي و عمودي على محور الأسطوانة ، شدته عند المحور تبلغ 0.14 T . يتم تحديد كتلة الجسيم اعتمادا على مقدار انحراف مسار الجسيم داخل هذا الحقل و تحديد الشحنة اعتمادا على اتجاه الانحراف .



شكل 32 : الجهاز AMS-01 على متن المحطة الفضائية ديسكوفري (Discovery) .

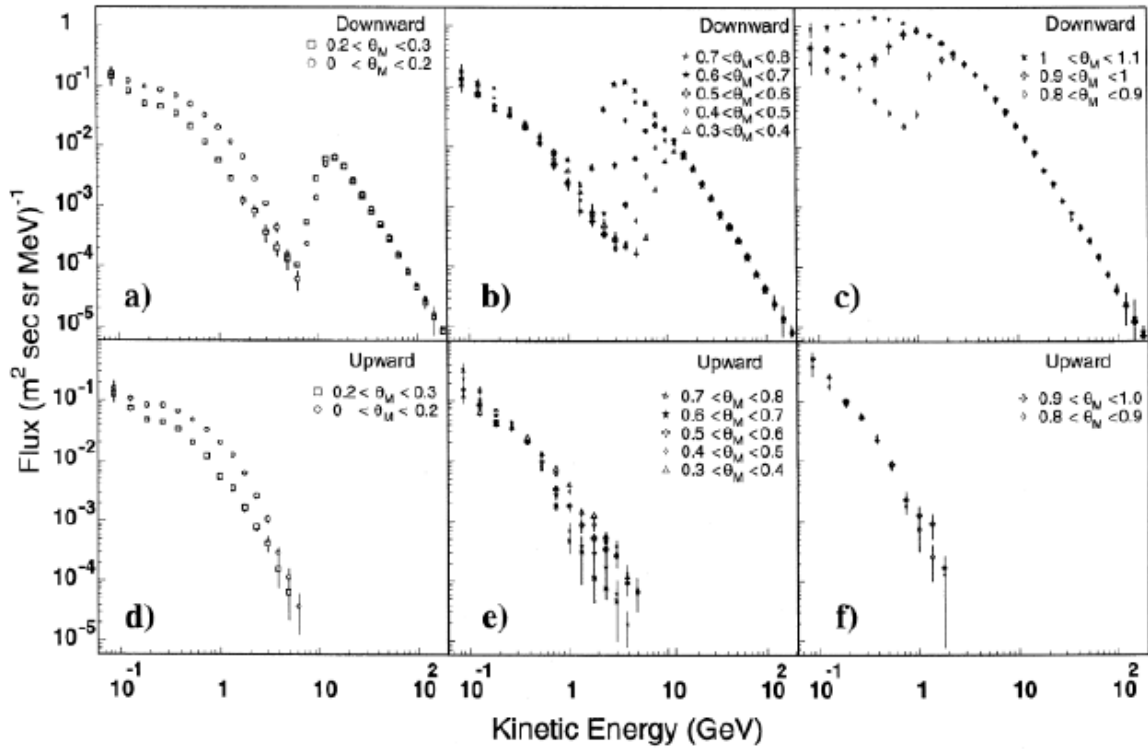
- جهاز تحديد المسار (tracker) و هو عبارة عن ستة صفائح تحتوي على طبقات دقيقة من السيليسيوم (silicium) . يسمح هذا الجهاز بتحديد مسار الجسيم في الحقل المغناطيسي كما يسمح بتحديد طاقة و شحنة الجسيم .
- جهاز تحديد الزمن (ToF) و يحدد هذا الجهاز الفترة الزمنية التي يستغرقها الجسيم أثناء تحليقه داخل الحقل المغناطيسي و بالتالي سرعة الجسيم كما يحدد أيضا القيمة المطلقة لشحنة الجسيم .
- عداد شيرنكوف (Cherencov) و هو مخصص لكشف الجسيمات الخفيفة كالإلكترونات و البوزيترونات .
- جهاز منع التداخل (anticoincidence detector) و هو جهاز يسمح باستبعاد الجسيمات التي تخترق الجهاز AMS-01 من الجوانب .
- إطار (bouclier) مهمته صد الجسيمات ضعيفة الطاقة  $E < 5 \text{ MeV}$  .



شكل 33 : رسم تخطيطي للمطياف المغناطيسي AMS-01 [30] .

يتميز المطياف المغناطيسي AMS-01 بـ :

- القدرة على تحديد اتجاه مجيء الجسيمات (من الأعلى أو من الأسفل) .
- تحديد طبيعة الجسيم (مادي أو كهرومغناطيسي) وإشارته .
- قياس الطاقة الحركية للجسيم .
- قياس تدفق جسيمات تصل شحنتها إلى غاية  $Z = 26$  و ضمن مجال طاقي يتراوح ما بين 100 MeV و 1 TeV .



شكل 34 : نتائج تجربة AMS-01 بالنسبة للبروتونات [31] .

و لقد أدت تجربة AMS-01 إلى النتائج التالية ([31]) :

- قياس التدفق التفاضلي للإلكترونات في المجال الطاقوي 0.15–30 GeV .
- قياس التدفق التفاضلي للبيوترونات في المجال الطاقوي 0.15–30 GeV .
- قياس التدفق التفاضلي لكل من البروتونات (p) (الشكل 34) والهليوم ( $\alpha$ ) والديتريوم (d) في المجال الطاقوي 0.1–200 GeV .

## 4. المحاكات

إن الهدف من عملية محاكاة انتشار الأشعة الكونية في الحقل المغناطيسي الأرضي هو تحديد تأثير القطع المغناطيسي على التدفق التفاضلي للأشعة الكونية ، و من ثم مقارنة النتائج المحصل عليها مع نتائج التجربة الفضائية AMS-01 ، و سنقتصر على البروتونات فقط كونها تشكل الأغلبية العظمى من الأشعة الكونية التي تصل إلى الأرض .

إن عملية المحاكاة مبنية على الأسس التالية :

(1) استخدام طريقة مونت كارلو (Monte Carlo) ، لأن المسألة ذات طابع إحصائي و تتضمن متغيرات عشوائية .

(2) اعتبار أن تدفق البروتونات الكونية منتظم و متجانس على سطح كرة نصف قطرها  $R = 1.06 R_{\oplus}$  و هو الارتفاع الذي أجريت عنده تجربة AMS-01 ، أي ما يقارب 400 م فوق سطح البحر .

(3) في المناطق التي تبعد عن الأرض بمسافة تزيد عن عشرة أضعاف نصف قطر الأرض ، اعتبار أن تأثير الحقل المغناطيسي الأرضي مهملاً .

(4) بما أن معادلة لورنتز (Lorentz) متناظرة بالنسبة للشحنة و الزمن ، هذا يعني أن المسار الذي يسلكه بروتون من اللانهاية نحو الأرض هو نفسه المسار الذي يسلكه بروتون مضاد من الأرض إلى اللانهاية شرط أن يكون له نفس الطاقة . و عليه و من وجهة نظر رياضية ، فإن مسار البروتون يحدد بمكاملة معادلة الحركة لبروتون مضاد بنفس الطاقة ، و هذا ما يعرف بطريقة المسارات العكسية (back-tracking method) .

(5) تتم عملية المكاملة باستخدام طريقة رونج-كوتا-نستروم (Runge-Kutta-Nystrom) من الدرجة الرابعة ، كما يتم استخدام النموذج IGRF13 للفترة 2020 لوصف الحقل المغناطيسي الأرضي .

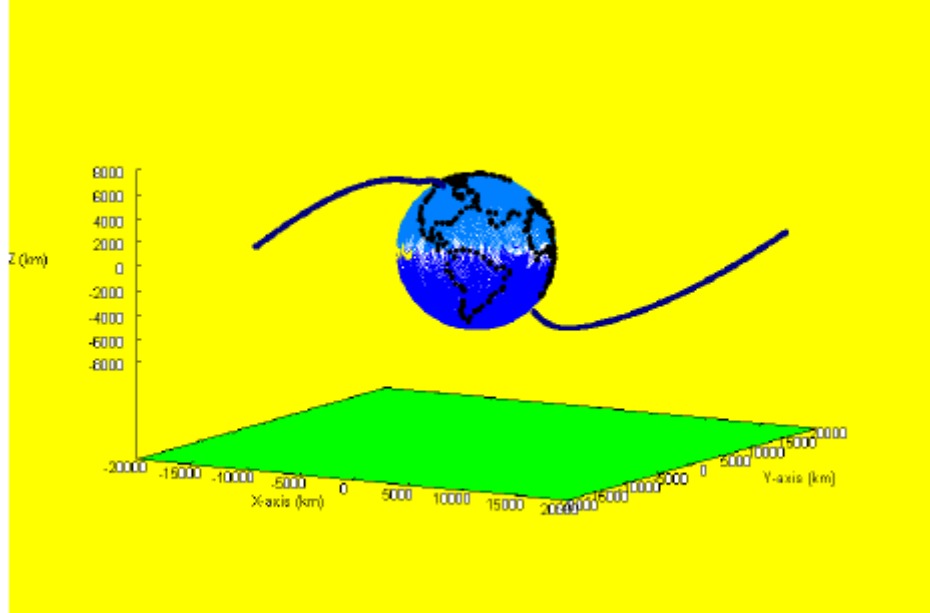
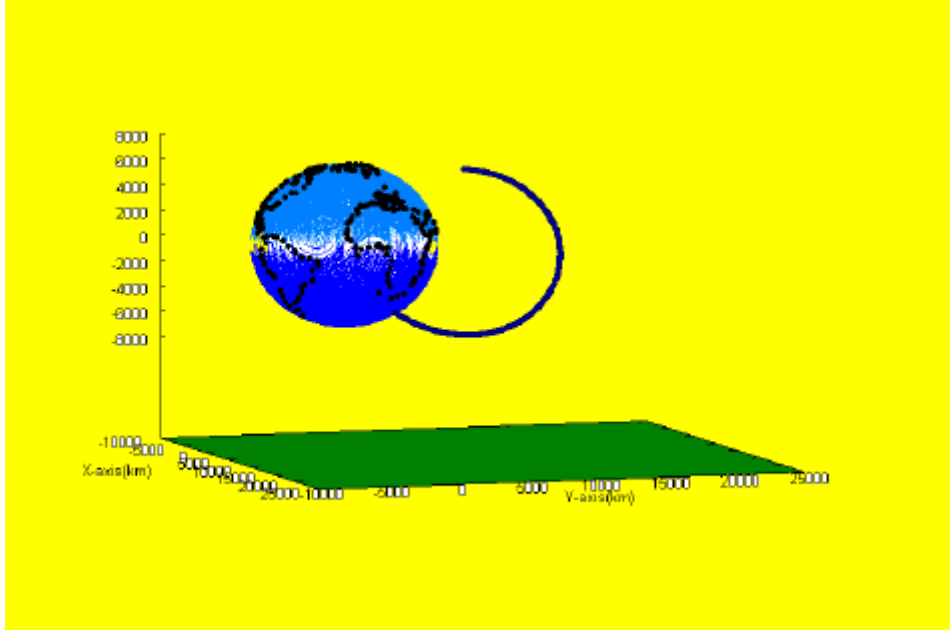
و هنا نميز ثلاث حالات من المسارات التي يمكن أن يسلكها البروتون المضاد ، إثنين منهما تعتبر مرفوضة ، نقول أيضا أنها مسارات ممنوعة (forbidden trajectories) ، و هي المسارات المغلقة و المسارات التي تصطدم بالأرض (الشكل 35) . أما المسارات المقبولة ، تسمى أيضا المسارات المسموحة (allowed trajectories) ، فهي مسارات مفتوحة تقابل مسارات بروتونات كونية لم تتعرض لعملية القطع المغناطيسي (الشكل 35) .

## (أ) الطريقة العددية

أنجع الطرق العددية لحل معادلة لورنتز هي طريقة رونج-كوتا-نستروم (Runge-Kutta-Nystrom) من الرتبة الرابعة . نستخدم هذه الطريقة في حل معادلات تفاضلية من الدرجة الثانية من الشكل التالي [32] :

$$\frac{dy(x)}{dx} = f(x, y)$$





شكل 35 : مسار بروتون مضاد يصطدم بالأرض و هو مسار ممنوع (أعلى) ، و مسار مفتوح نحو اللانهاية (مسار مسموح) لبروتون مضاد (أسفل) .

والحل هو :

$$\begin{cases} y_{n+1} = y_n + h' y_n + \frac{h^2}{6} (k_1 + k_2 + k_3) \\ y'_{n+1} = y'_n + \frac{h}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \end{cases} \quad (34)$$

حيث :

$$\begin{cases} k_1 = f(x_n, y_n, y'_n) \\ k_2 = f(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2} y'_n + \frac{h^2}{8} k_1, y'_n + \frac{h}{2} k_1) \\ k_3 = f(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2} y'_n + \frac{h^2}{8} k_1, y'_n + \frac{h}{2} k_2) \\ k_4 = f(x_n + h, y_n + h y'_n + \frac{h^2}{2} k_3, y'_n + h k_3) \end{cases} \quad (35)$$

حيث يمثل الثابت  $h$  الخطوة :

$$h = x_{n+1} - x_n \quad (36)$$

و تستخدم أيضا هذه الطريقة لحل المعادلات التفاضلية من الدرجة الثانية :

$$\frac{d^2y}{dt^2} = f(t, y, y') \quad (37)$$

حيث يتم تخفيض الرتبة بإدخال تابع جديد على النحو التالي :

$$y' = \frac{dy}{dt} = v \quad (38)$$

و منه يصبح لدينا جملة معادلات تفاضلية من الرتبة الأولى :

$$\frac{dy}{dt} = v, \quad \frac{dv}{dt} = f(t, y, v)$$

والحل هو هي :

$$\begin{cases} y_{n+1} = y_n + h y'_n + \frac{h^2}{6} (k_1 + k_2 + k_3) \\ v_{n+1} = v_n + \frac{h}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \end{cases} \quad (39)$$

بحيث :

$$h = t_{n+1} - t_n \quad (40)$$

و:

$$\begin{cases} k_1 = f(y_n, v_n) \\ k_2 = f(y_n + \frac{h}{2} v_n + \frac{h^2}{8} k_1, v_n + \frac{h}{2} k_1) \\ k_3 = f(y_n + \frac{h}{2} v_n + \frac{h^2}{8} k_1, v_n + \frac{h}{2} k_2) \\ k_4 = f(y_n + h v_n + \frac{h^2}{2} k_3, v_n + h k_3) \end{cases} \quad (41)$$

تتفكك معادلة لورنتز (Lorentz) إلى ثلاث معادلات تفاضلية من الدرجة الثانية وهي في الإحداثيات الكارتيزية (cartezian coordinates) كما يلي :

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{m\gamma} (v_y b_z - v_z b_y) \\ \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{q}{m\gamma} (v_z b_x - v_x b_z) \\ \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{q}{m\gamma} (v_x b_y - v_y b_x) \end{cases} \quad (42)$$

حلول هذه الجملة هي :

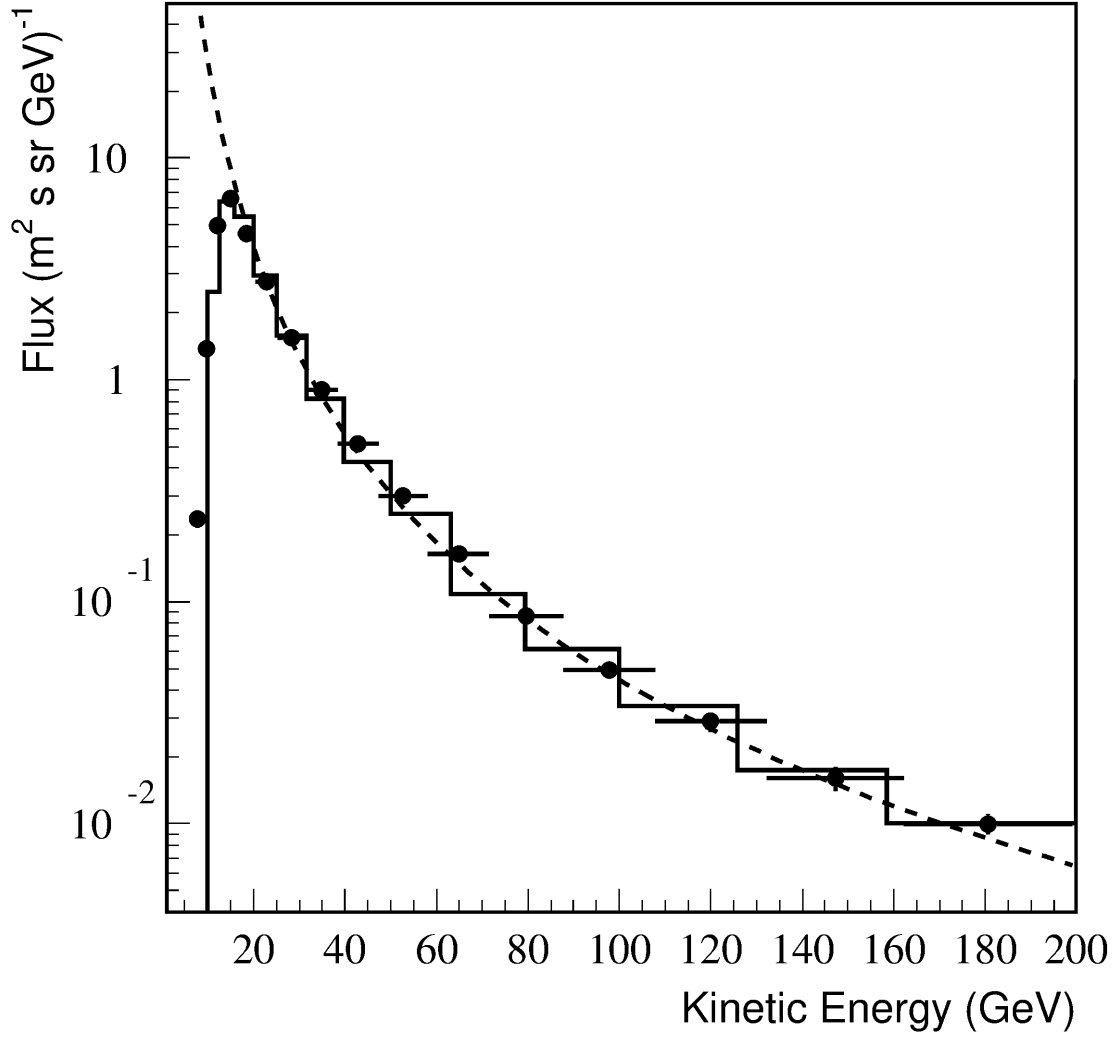
$$\begin{cases} v_x(n+1) = v_x(n) + \frac{h}{6} (k_{1x} + 2k_{2x} + 2k_{3x} + k_{4x}) \\ v_y(n+1) = v_y(n) + \frac{h}{6} (k_{1y} + 2k_{2y} + 2k_{3y} + k_{4y}) \\ v_z(n+1) = v_z(n) + \frac{h}{6} (k_{1z} + 2k_{2z} + 2k_{3z} + k_{4z}) \end{cases} \quad (43)$$

و:

$$\begin{cases} x_{n+1} = x + h v_x(n) + \frac{h^2}{6} (k_1 + k_2 + k_3) \\ y_{n+1} = y + h v_y(n) + \frac{h^2}{6} (k_1 + k_2 + k_3) \\ z_{n+1} = z + h v_z(n) + \frac{h^2}{6} (k_1 + k_2 + k_3) \end{cases} \quad (44)$$

## ب) المقارنة مع بيانات AMS-01

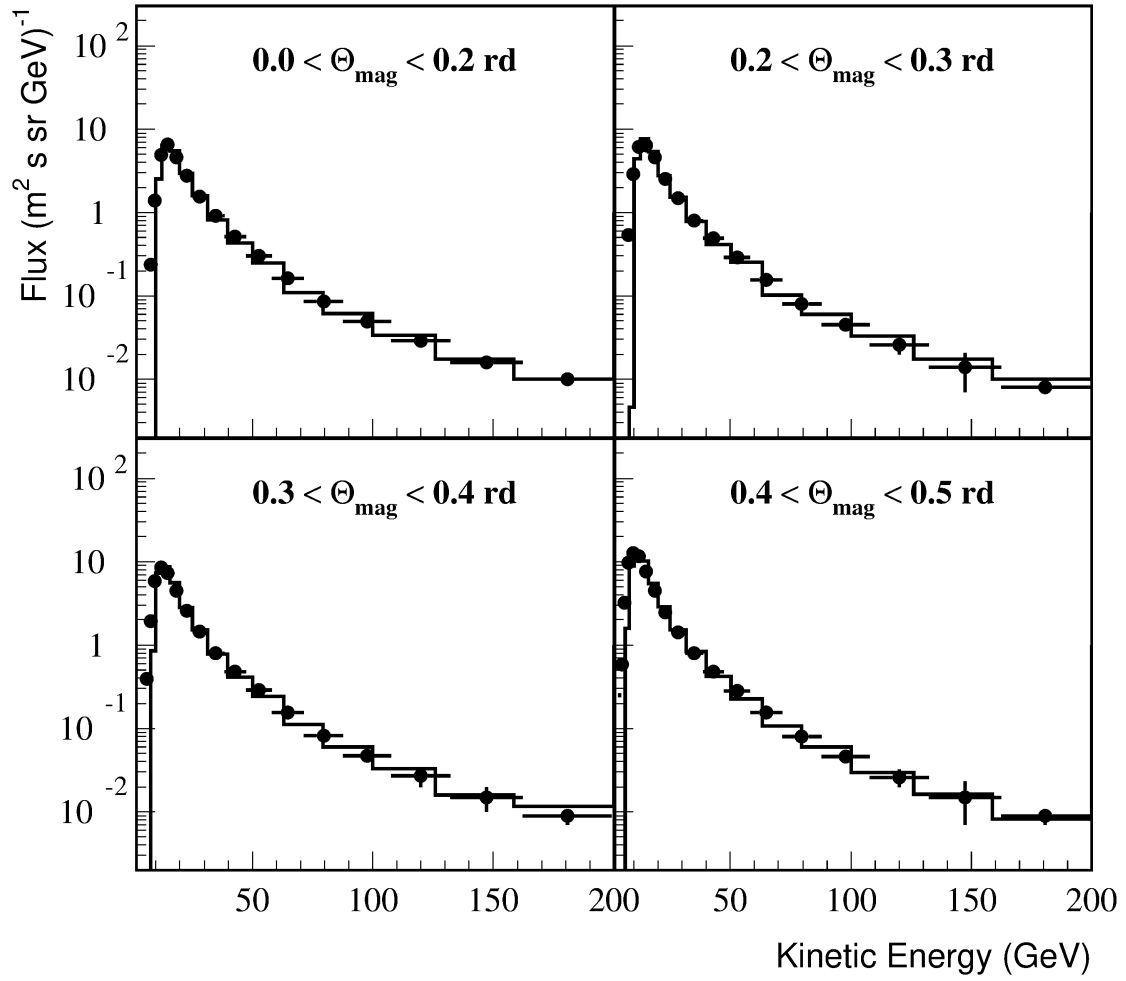
يتم حساب مسار كل بروتون ، وهو مساره العكسي من الأرض إلى الفضاء الخارجي ، من خلال دمج المعادلة الكلاسيكية لحركة البروتون المضاد بنفس الطاقة في عبارة الحقل المغناطيسي الأرضي من خلال نموذج IGRF13 ، و حل المشكلة عددياً بطريقة رونج-كوتا-نستروم (Runge-Kutta-Nystrom) ،



شكل 36 : تدفق بروتونات الأشعة الكونية بدلالة الطاقة الحركية .

والتي صممت خصيصا لحل معادلات تفاضلية من الدرجة الثانية ، مثل معادلة الحركة لجسيم مشحون يتحرك في مجال مغناطيسي .

يوضح الشكل 36 إجراء الحساب حيث يمثل الخط المتقطع تدفق إقترضناه في حالة عدم وجود حقل مغناطيسي أرضي ، والنقاط السوداء هي نتائج تجربة AMS-01 [31] ، يتم عرض نتائج حساباتنا بواسطة المدرج التكراري [33] . يتضح من هذا الرسم التوضيحي أن تأثير المجال المغناطيسي الأرضي هو ببساطة لقمع الجسيمات ذات الطاقات الأقل من قيم القطع المغناطيسي والتي تتميز بمسارات متنوعة .



شكل 37 : تدفق بروتونات الأشعة الكونية بدلالة الطاقة الحركية مع تغير في درجات خط العرض المغناطيسي الأرضي

النتائج العددية لحسابات مونت كارلو (Monte Carlo) الخاصة بتدفق بروتونات الأشعة الكونية الأولية في نطاق الطاقة الحركية 0–200 GeV تمت مقارنتها في الشكل 37 بقياسات AMS-01 لدرجات مختلفة من خط العرض المغناطيسي [31] ، حيث نجد أن القيمة التي تبدأ عندها عملية القطع المغناطيسي تتعلق بدرجة العرض ، وأن عملية القطع تكون أكبر ما يمكن في المناطق الإستوائية حيث شدة الحقل المغناطيسي الأرضي أكبر ما يمكن .



## خلاصة

أجرينا في هذا العمل محاكاة مونت كارلو (Monte Carlo) لإنتشار بروتونات الأشعة الكونية الابتدائية في المجال المغناطيسي للأرض الموصوف أولاً باستخدام تقريب ثنائي الأقطاب المغناطيسي (dipolar approximation) ، ثم باستخدام النموذج الرقمي الحديث المعروف باسم المجال الجيومغناطيسي المرجعي الدولي (IGRF) . قننا بحساب المسار السابق لكل بروتون ابتدائي بإجراء التكامل على معادلة الحركة الكلاسيكية لبروتون مضاد يحمل نفس الطاقة ، وذلك بالاستعانة بطريقة المسارات العكسية (back-tracking method) ، وقننا بحل المسألة بطريقة رقمية باستخدام طريقة رونج-كوتا-نيستروم (Runge-Kutta-Nyström) التي صممت خصيصاً لحل المعادلات التفاضلية من الدرجة الثانية مثل معادلة الحركة لجسيمة مشحونة في حقل مغناطيسي . بالإستعانة بمصطلح المسار المسموح والمسار الممنوع ، شرحنا تأثيرات المجال المغناطيسي الأرضي و إستخدامها لحساب الأشعة الكونية في الغلاف الجوي . توافق النتائج العددية مع بيانات التجربة الفضائية AMS-01 تؤكد دقة هذه الطريقة كما يؤكد هذا العمل صحة التأثيرات الجيومغناطيسية .





# المصادر

- [1] W. Kolhörster, Phys. Z. **14** (1913) 1153.
- [2] W. Kolhörster, Verh. Deutsche Phys. Gesellschaft **14** (1914) 719.
- [3] M. Backes, PhD thesis, Univ. Dortmund (2011).
- [4] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **083C01** (2020) 510.
- [5] J. R. Hörandel, Astropart. Phys. **21** (2004) 241.
- [6] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge (1990).
- [7] A. Haungs *et al.*, Eur. Phys. J. C **78** (2018) 741.
- [8] <https://ams02.space/>
- [9] <https://veritas.sao.arizona.edu/>
- [10] <https://cosmicray.umd.edu/cream/>
- [11] <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/ShowerDetection.html>
- [12] L. Perrone *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **1342** (2020) 012018.
- [13] <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.shtml>
- [14] <http://www.telescopearray.org/>
- [15] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22** (1984) 425.
- [16] C. Grupen, *Astroparticle Physics*, Springer (2005).
- [17] G. Battistoni and A. F. Grillo, *Introduction to High-Energy Cosmic Ray Physics*, ICTP School on Nonaccelerator Particle Astrophysics (1996).
- [18] <https://w3.iihe.ac.be/~aguilar/PHYS-467/PA3.html>

- [19] C. Störmer, *The Polar Aurora*, Clarendon Press, Oxford (1955).
- [20] P. K. F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier (2001).
- [21] M. Fisli, Master thesis, Univ. Batna (2007).
- [22] J. Kremer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4241.
- [23] L. Derome , PhD thesis, Univ. Joseph Fourier Grenoble I (2008).
- [24] K. L. Makovec, Master's thesis, Virginia Polytechnic Inst. (2001).
- [25] J. Davis, *Mathematical Modeling of Earth's Magnetic Field*, Virginia Tech (2004).
- [26] <https://qsstudy.com/solar-wind/>
- [27] P. Alken *et al.*, Earth Planets Space **13** (2021) 49.
- [28] J. R. Wertz, *Spacecraft Attitude Determination and Control*, Springer Dordrecht (1978).
- [29] N. W. Peddie, J. Geomag. Geoelectr. **34** (1982) 309.
- [30] M. Aguilar *et al.* (AMS Collaboration), Phys. Rep. **366** (2002) 331.
- [31] J. Alcaraz *et al.* (AMS Collaboration), Phys. Lett. B **472** (2020) 215.
- [32] A. Lund *et al.*, ATLAS/CERN Note ATL-SOFT-PUB-2009-001 (2009).
- [33] S. Bensenani and R. Attallah, Geomagn. Aeron. **62** (2022) 305.

# ملحق