

بررسی تعداد ذرات ثانویه بهمن های هوایی ناشی از پرتوهای گامای به غایت پرنانرژی شاه مرادی، امیر¹ بهمن آبادی، محمود¹ صمیمی، جلال¹

¹ دانشگاه صنعتی شریف
خرداد ۱۳۸۶

چکیده

اثر *Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM)* که قبلا برای الکترون ها در شتابدهنده هایی همچون *SLAC* در محیط های بسیار چگال تایید شده، برای ذرات ثانویه ی بهمن های هوایی ناشی از پرتوهای گامای به غایت پرنانرژی (*EHE*) بررسی میشود. می توان نشان داد که با افزایش انرژی پرتو گامای فرودی بر جو زمین، کاهش سطح مقطع تولید زوج ذره میون بسیار کمتر از کاهش سطح مقطع تولید زوج الکترون است و نسبت این دو سطح مقطع از یک انرژی آستانه ویژه برای هر محیط مادی، به طور ناگهانی افزایش می یابد. این پدیده همچنین می تواند توضیحی برای محتوای میونی زیاد مشاهده شده در بهمن های هوایی که از سمت *CYG X-3* در دهه هشتاد میلادی رصد شده اند باشد. با در نظر گرفتن برهمکنش میدان مغناطیسی زمین (*GMF*) با پرتوهای گامای به غایت پرنانرژی می توان نشان داد که تحت شرایط ویژه ای اثر *GMF* با تبدیل یک پرتو گامای *EHE* به باریکه ای از پرتوهای گامای کم انرژی، مانع حضور اثر *LPM* در اندرکنش های بهمن های هوایی می شود.

پیشگفتار

یکی از معیارهای مهم در تشخیص انواع بهمن های هوایی و نوع ذره ای که آغازگر بهمن است، محتوای میونی بهمن های هوایی میباشد، که عبارت است از نسبت تعداد میون های یک بهمن به تعداد الکترون های آن. بر طبق محاسبات انجام شده توسط گروه های مختلف^{1و2و3}، معلوم شده است که محتوای میونی بهمن هایی که توسط پرتوهای گاما ایجاد شده اند، (بهمن های گاما)، کمتر از 0.1 محتوای میونی بهمن های هادرونی است. بنابراین این پارامتر می تواند معیار خوبی برای تشخیص نوع ذره ی آغازگر بهمن باشد. با این حال برخلاف نتایج نظری، در اوایل دهه ی 80 میلادی چند گروه به طور مستقل رصدهایی را توسط آرایه های زمینی و زیرزمینی رصد بهمن های گسترده ی هوایی (*EAS*) انجام دادند که نتایج آنها ظاهرا متناقض با نتایج نظری بدست آمده از فیزیک ذرات است. سرآغاز این گزارش ها، رصدهایی است که در طول سالهای 1975 تا 1982 در راستای سحابی خرچنگ انجام شد⁴. این گروه در راستای خرچنگ بهمن هایی را مشاهده کردند که محتوای میونی کاهیده ای در حدود 0.6 محتوای میونی بهمن های هادرونی داشتند. رصدخانه این گروه در عمق 1200 gr/cm^2 اتمسفر قرار دارد و کمینه زاویه ی سرسویی خرچنگ برای آن 29.6° است. نکته ی مهم در مشاهدات این گروه آن است که بیشترین شار ذرات در کمترین زاویه ی سرسویی خرچنگ مشاهده شده و در زوایای زیاد (و در نتیجه عمق های بیشتر جوی) شار قابل ملاحظه ای ثبت نشده است. گرچه با توجه به فاصله ی *Crab* که تقریبا 2 kPc است، میتوان نتیجه گرفت که ذره ی آغازگر باید گاما و یا یک ذره ی خنثی باشد، این گروه تاکید خود را بر گاما به عنوان ذره ی آغازگر می گذارد. مدت کوتاهی

بعد از این گزارش، گروه Kiel در بررسی داده های رصدی خود در طول سال های 1976 تا 1980، شار اضافی را از جانب دوتایی CYG-X3 مشاهده می کند⁵ که محتوای میونی آنها قابل مقایسه با محتوای میونی بهمن های هادرونی و در حدود 0.8 آنهاست. آشکارسازهای این گروه، در ارتفاع صفر از سطح دریا و در عرض جغرافیایی 54.4° قرار گرفته است. گروه Kiel در انتساب بهمن های مشاهده شده به دوتایی CYG-X3 به دو مدرک غیر قابل تردید استناد می کند: 1. نوع آشکارسازهای Kiel که در مجموع دقتی بهتر از 1° مهیا می کند و 2. دوره ی تناوب 4.8 hr مشاهده شده در این بهمن ها که در توافق کامل با دوره ی تناوب دوتایی CYG-X3 بدست آمده از رصدهای پرتو X است. گروه Kiel به این نکته اشاره میکند که برای افزایش دقت در تحلیل داده های رصدی خود، فقط داده های مربوط به زوایای کمتر از 30° را مورد بررسی قرار داده است. در مدت کوتاهی پس از انتشار نتایج گروه Kiel، گروه Haverah-Park در نتایج رصدهای خود، نتایج گروه Kiel را مورد تایید قرار میدهد^{6,7}. رصدخانه ی گروه Haverah-Park با دقت 2.5° ، در انگلستان در عرض جغرافیایی $54^\circ N$ و در ارتفاع 198 m از سطح دریا قرار دارد. با تایید نتایج دقیق و عجیب گروه Kiel توسط رصدهای گروه Haverah-Park، از آن زمان به بعد گروه های دیگری در صد رصد CYG-X3 با آرایه های زمینی و زیرزمینی برآمدند که مهمترین آنها، نتایج دو گروه SOUDAN-1⁸ و NUSEX⁹ است که در تناقض آشکار با نظریه های مربوط به فیزیک انرژی های زیاد به نظر می آیند.

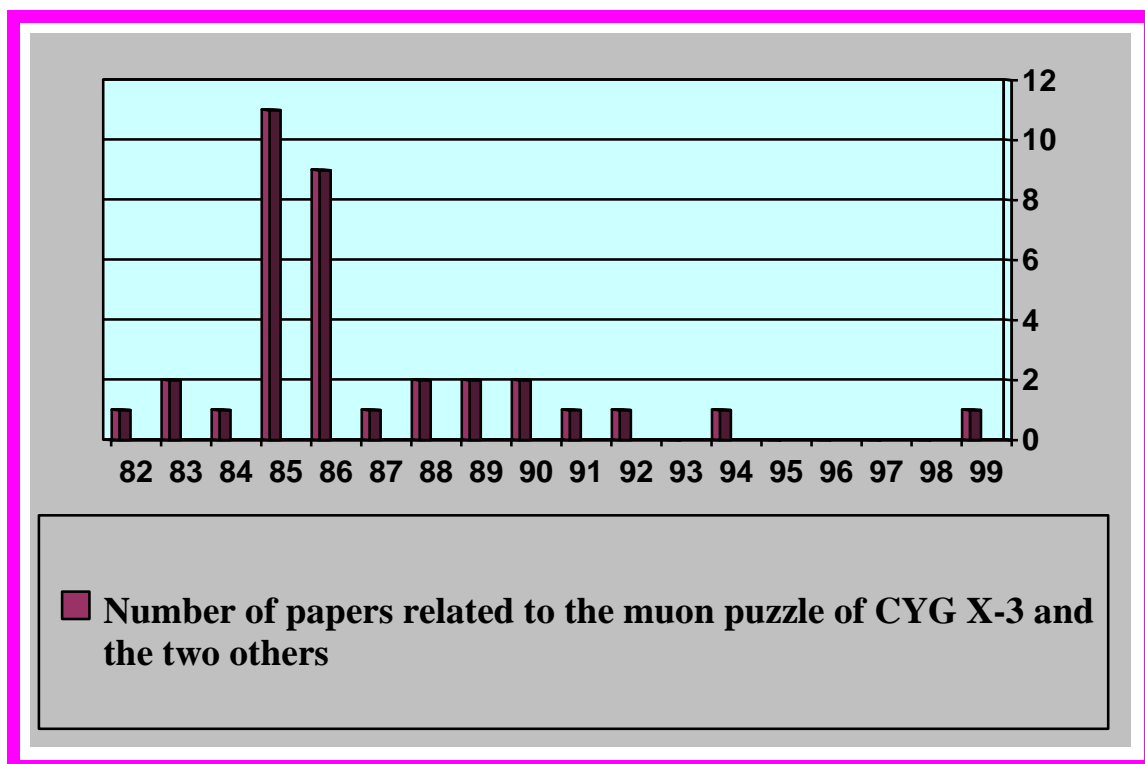
آزمایش SOUDAN-1 در عمق 1800 hg/cm^2 درون زمین با عرض جغرافیایی $48^\circ N$ و دقت زاویه ای 1.4° ، در بررسی داده های خود از Sep 1981 تا Nov 1983 متوجه یک شار اضافی از سمت CYG X-3 به میزان $7 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ می شود. جهت شار ورودی و همدوسی فاز (Phase coherence) موجود در بهمن ها که همخوانی کاملی با دوره تناوب 4.8 hr دوتایی CYG X-3 دارد، ثابت می کند که منشا ذرات آغازگر، حتما همین دوتایی است. با توجه به همدوسی فازی مشاهده شده در بهمن ها و فاصله ی دوتایی از زمین که در حدود 10 kpc تخمین زده می شود، این گروه نتیجه میگیرد که سرعت ذرات اولیه، دستکم باید $c(1-10^{-9})$ باشد. نظر به حضور میدان مغناطیسی کهکشانی که به میزان قابل توجه می تواند در جهت حرکت ذرات باردار تاثیر بگذارد و توجه به اینکه مسیر ذرات آغازگر این بهمن ها در طول این مسیر طولانی تغییر نکرده است، می توان نتیجه گرفت که این ذرات حتما از لحاظ الکتریکی خنثی باید باشند. نسبت دادن ذرات آشکارسازی شده در آشکارگرهای زیرزمینی SOUDAN-1 به میون ها بر پایه ی دو دلیل است: 1. عمق زیاد آشکارگرها در زیر زمین که باعث میشود فقط میون ها بتوانند به آنها برسند و 2. مسیر مستقیمی که این ذرات بدون برهمکنش چشمگیر با محیط در آشکارگرها طی میکنند. با در نظر گرفتن این حقایق و محاسبه ی محتوای میونی، مشاهده میشود که مشخصات ظاهری بهمن ها با بهمن های هادرونیک تطابق دارد. نکته ی مهم دیگر در مشاهدات این گروه آن است که شار اضافی دیده شده از طرف CYG X-3 فقط در

زوایای سرسویی بیشتر از 66° مشاهده میشود. با توجه به نتایج داده ها، این گروه چند کاندید برای ذره ی اولیه ی این بهمن ها معرفی میکند:

1. **Neutron**: اگر ذره ی اولیه، یک نوترون آزاد باشد، دستکم باید 10^{18}ev انرژی داشته باشد تا قبل از اینکه طول عمر آن تمام شود بتواند به سطح زمین برسد و آشکار شود. شار ذرات کیهانی با چنین انرژی، برای آشکارگرهای SOUDAN-1 در حدود 1 ذره در سال خواهد بود. بنابراین نوترون به عنوان ذره اولیه تا حدی نامحتمل به نظر می رسد. در ضمن در صورت قبول این فرضیه، مکانیسم شتاب گیری نوترون تا چنین انرژی زیادی ناشناخته باقی خواهد ماند.
2. **Neutrino**: این ذره نمی تواند کاندید خوبی برای ذره اولیه باشد، چون در صورت قبول آن، بدلیل سطح مقطع اندرکنش کم این ذره با ماده، شار اضافی مشاهده شده نباید به زاویه سرسویی بستگی داشته باشد. در صورتیکه در زاویه های سرسویی کوچک، هیچ شار اضافی از طرف CYG X-3 ثبت نشده است.
3. **Photon**: این ذره می تواند کاندید خوبی برای ذره ی آغازگر بهمن باشد، ولی در این صورت محتوای میونی داده های رصدی با محتوای میونی که از نتایج نظری برای بهمن های گاما بدست می آید همخوانی نخواهد داشت. در واقع محتوای میونی بهمن های ثبت شده یک مرتبه ی بزرگی بیشتر از محتوای میونی محاسبه شده برای بهمن های گاما است و داده ها بیشتر مشخصات بهمن های هادرونیک را دارند تا بهمن های گاما.
4. **CYGNET**: در نهایت Marshak به این نتیجه می رسد که ذره ی آغازگر، باید یک ذره ی ناشناس و خنثی باشد که این ذره ی فرضی بعدها توسط $^{10}\text{Baym}$ به CYGNET معروف می گردد.

در نهایت می توان گفت که داده های SOUDAN-1 تاییدی است بر نتایج گروه Kiel، ولی با میون هایی بسیار پرانرژی تر و شاری با سه مرتبه ی بزرگی بیشتر از شار گزارش شده از Kiel.⁹ مدت کوتاهی بعد از ارائه نتایج SOUDAN-1، باتیستونی و دیگران⁹ (1985) نتایج آزمایش NUSEX را در تایید مشاهدات آزمایش SOUDAN-1 ارائه می کنند. آشکارگرهای NUSEX که در عمق 4600hg/cm^2 در ایتالیا واقع شده و دقتی در حدود 1.2° دارند، یک شار اضافی از سوی CYG X-3 در طول سالهای 1982 تا 1985 ثبت کرده اند. نکته ی مهمی که در مشاهدات این گروه هم وجود دارد، محتوای میونی زیاد بهمن های ثبت شده است. سوالی که وجود دارد آن است که این میون ها در اثر برهمکنش ذرات ثانوی در درون صخره ها بوجود آمده اند و یا اینکه منشأ آنها در اتمسفر زمین است. با توجه به بستگی تعداد میون ها به عمق، نتیجه می شود که منشأ این میون ها قطعا برهمکنش نوترینو در درون صخره ها نبوده است، چرا که در این صورت تعداد میون های ثبت شده در همه ی عمق ها یکسان می بود. باتیستونی با تایید مشاهدات SOUDAN-1 نتیجه

گیری می کند که این بهمن ها باید بر اثر برهمکنش یک ذره خنثی ناشناخته با سطح مقطع زیاد برای تولید میون بوجود آمده باشند. در طول مدت کوتاهی بعد از این مشاهدات (1985-1991) عده ی بسیاری از فیزیکدانان تلاش های گسترده ای را برای توضیح این مشاهدات در چارچوب قوانین استاندارد فیزیک شروع می کنند و حتی به مدل سازی برای ذره ی فرضی CYGNET می پردازند. نمودار زیر نشان دهنده ی مجموعه مقالاتی است که در دهه ی 80 و 90 میلادی در رابطه با این مشاهدات منتشر شده است.



در میان این مقالات حتی برخی همانند ³Stanev, Gaisser, Halzen (1985) و ¹¹Edwards (1985)، نتایج عجیب این مشاهدات را به وجود خطاهای سیستمیک در آشکارگرها از جمله SOUDAN-1 و Kiel نسبت داده اند. Barnhill و دیگران¹² (1985) پیشنهاد کرده اند که Cygnet میتواند یک ذره کوارکی باشد. ولی مدل آنها برخی از جنبه های مشاهدات را نمیتواند توضیح دهد از جمله گستردگی زاویه ای زیادی که در سیگنال های دریافتی در آشکارگرهای زیرزمین مشاهده شده است. ¹³Stenger (1985) Photino (همتای ابرمتقارن فوتون) را به عنوان کاندیدی برای Cygnet معرفی می کند. با این حال ¹⁴Berezinski (1986) نشان میدهد تمامی مدل هایی که تاکنون برای Cygnet ارائه شده اند از جمله مدل Stenger، مشکلات بسیار دارند و ناکامل اند. ¹⁵Ruddick (1986) مدلی را ارائه می دهد که در آن تمامی جنبه های مشاهدات قابل توضیح است. در مدل وی، یک ذره ناشناخته خنثی و با طول عمر زیاد با برهمکنش در اتمسفر زمین منجر به تولید ذره ی ثانوی سنگین با جرمی بین 10-40 Gev می گردد و این ذره با تولید دستکم یک میون در بالای سطح زمین شار دیده شده در آشکارگرهای زیرزمینی را تولید می کند. با این حال مدل Ruddick

نیز خالی از اشکال نیست، همانطور که ¹⁶Vander Velde نیز به آن اشاره کرده است. از جمله اینکه با در نظر گرفتن سطح مقطعی که Ruddick برای Cygnet ارائه می کند باید بتوان این ذره را در شتاب دهنده ها آشکارسازی کرد، در صورتیکه تاکنون چنین نبوده است. اندکی بعد، Collins و ¹⁷Olness (1987) سعی می کنند در مدلی نو، Photino را به عنوان Cygnet معرفی کنند، هر چند تلاش آن ها نیز برای توضیح همه ی جنبه های رصدی بی نتیجه می ماند. از جمله آخرین تلاش ها برای توضیح تناقض نمای CYG X-3، مقاله ی Aharonian ¹⁸ (1992) است که در آن استدلال می کند که ذره آغازگر این بهمن ها می توانند نوترونها یا فوتون های بسیار پرانرژی باشند و پیشنهاد می کند میون های ترالکترون ولتی مشاهده شده در زیرزمین ناشی از برهمکنش این ذره ی اولیه در اتمسفر زمین و تولید یک ذره ی واسطه ی بسیار سنگین به جرم 1 Tev و عمر تقریبی $1\mu s$ هستند. گرچه مدل وی قابل قبول به نظر می رسد، ولی منشا و ماهیت ذره ی واسطه ی بسیار سنگین به صورت یک سوال بی پاسخ باقی می ماند.

با توجه به اینکه تا اواسط دهه ی 90 میلادی دیگر هیچ گزارش جدیدی از محتوای میونی عجیب بهمن هایی که از سوی CYG X-3 مشاهده می شدند دریافت نمی شود، ¹⁹Godbole (1994) محتوای میونی زیاد مشاهده شده در آزمایش های قبلی را به ساختار هادرونی فوتون نسبت می دهد و پیشنهاد می کند که اگر این تناقض ها در آزمایش های آینده مشاهده نشوند، می توان آنها را به عدم قطعیت در محاسبه ی سطح مقطع $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ نسبت داد.

در نهایت و به عنوان نتیجه ی کلی می توان گفت که همه ی مدل های ارائه شده، مشکلات عدیده ای در توضیح کامل این پارادوکس و ماهیت ذره ی آغازگر دارند و بیشتر آن ها پرتو γ را به عنوان ذره ی آغازگر رد می کنند و حتی برخی با استناد به داده های دیگر رصدخانه ها همچون ²⁰Baksan، ²¹Kamioka، و ²²Frejus، سعی در اشتباه و کم اهمیت جلوه دادن نتایج رصدی SOUDAN-1 و NUSEX می کنند. بعد از تقریباً یک دهه تحقیق و تلاش برای حل معمای CYG X-3 و یافتن Cygnet، جامعه ی فیزیک بدون رسیدن به نتیجه و راه حلی مناسب برای این معما آن را رها می کند.

آخرین تلاش برای حل این معما که امیدوارکننده تر از نظریه های قبلی برای حل این پارادوکس است، در بیست و ششمین گردهمایی ICRC در سال 1999 توسط دکتر صمیمی و دکتر بهمن آبادی از دانشگاه صنعتی شریف ارائه شد که در آن منشا ذرات آغازگر بهمن ها پرتوهای گامای بسیار پرانرژی در نظر گرفته شده اند که به خاطر وجود اثر Landau-Pumeranchuk-Migdal، (LPM)، شکل بهمن های ایجاد شده توسط آن ها، با مشخصات کلی بهمن های گاما می تواند تفاوت داشته باشد. این تفاوت ها می تواند سرچشمه ی نتایج عجیبی باشد که از تحلیل مشاهدات بهمن های آینده از سوی CYG X-3 بدست آمده است. در ادامه به توضیح بیشتر این اثر و همچنین اثر میدان مغناطیسی زمین (GMF) بر این گونه بهمن ها می پردازیم.

اثر LPM:

در سال 1953 لاندائو و پومرانچوک و در سال 1956، میگدال²³ با فرمولبندی مکانیک کوانتومی نشان دادند که در محیط های بسیار چگال و در انرژیهای بسیار بالا (VHE)، سطح مقطع تابش ترمزی الکترون و تولید زوج الکترون-پوزیترون بوسیله فوتون نسبت به سطح مقطع بتة-هیتلر کاهش درخور توجهی می یابند. از آن زمان تاکنون، این اثر برای محیط های مختلف مانند آب، سرب، صخره استاندارد و یخ و همچنین برای جو توسط گروههای زیادی مطالعه شده است. هدف اصلی این مقاله، بررسی نحوه ی تاثیر این پدیده بر تولید مستقیم زوج ذره میون و در نتیجه ی آن، افزایش محتوای میونی بهمنهای هوایی ناشی از پرتوهای γ به غایت پرانرژی است که در ادامه به آن می پردازیم.

اثر LPM بر تولید زوج میون

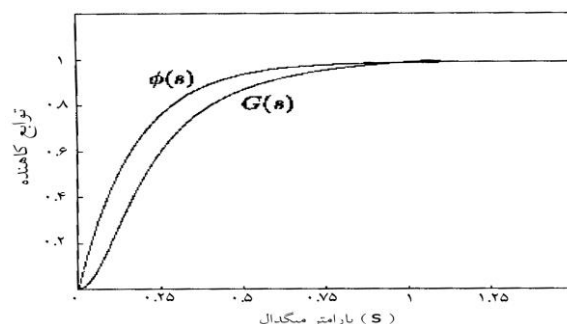
بر اساس نظریه بتة-هیتلر سطح مقطع تولید زوج میون با نسبت $m_e^2/m_\mu^2 \approx 2.3 \times 10^{-5}$ از سطح مقطع تولید الکترون و با نسبت دو مرتبه بزرگی از سطح مقطع تولید فوتونی میون (ناشی از واپاشی پایونها و کائونها) کوچکتر است.³ با در نظر گرفتن اثر LPM میتوان نشان داد که برای میونهای با انرژی TeV به بالا، تولید مستقیم زوج میون در جو بر تولید فوتونی میون پیشی میگیرد. برای محاسبه سطح مقطع تولید زوج میون می توان از محاسبات میگدال²³ که برای الکترون انجام داده بود، استفاده کرد. البته در محاسبات میگدال جرم الکترون واحد گرفته شده است. با بازنویسی معادلات بر حسب جرم الکترون، احتمال تولید یک زوج ذره با جرم m در واحد طول یک محیط با چگالی ρ ، عدد اتمی Z و جرم اتمی A ، توسط فوتونی با انرژی E بدست می آید:

$$(W_P)_{LPM} dv = (4\alpha Ne^4 / 3m_e c^4)(m_e/m)^2 [(\rho Z^2/A) \ln(190/Z^{1/3})] \times \xi(s) \{G(s) + 2[v^2 + (1-v)^2] \phi(s)\} dv \quad (1)$$

که در آن α ثابت ساختار ریز، N عدد آووگادرو، e بار الکترون، v سهمی از انرژی که بوسیله یکی از دو ذره حمل می شود، و s ، پارامتر بدون بعدی است که با $E^{-1/2}$ رابطه مستقیم دارد:

$$s = (cm_e^4 c^8 / 128\pi Ne^6)^{1/2} (m/m_e)^2 [(\rho Z^2/A) \ln(190/Z^{1/3})]^{-1/2} \times [v(1-v)E]^{-1/2} [\xi(s)]^{-1/2} \quad (2)$$

$G(s)$ و $\Phi(s)$ که معروف به توابع کاهنده و عامل کاهش $(W_P)_{LPM}$ در انرژی های زیاد هستند، محاسبه شده و در شکل (1) آورده شده اند. $\xi(s)$ نیز تابعی از s است که در معادله (3) بیان شده.



$$\begin{aligned} s \leq s_1 &\rightarrow \xi(s) = 2 \\ s_1 \leq s \leq 1 &\rightarrow \xi(s) = 1 + \ln s / \ln s_1 \\ 1 \leq s &\rightarrow \xi(s) = 1 \\ s_1 &= (Z^{1/3}/190)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

شکل(1): نمودار توابع کاهنده بر حسب پارامتر میگدال

همانطور که از شکل (1) مشخص است با افزایش انرژی و در نتیجه کاهش s مقدار توابع کاهنده به سمت صفر می‌گراید. در حالت حدی $s \rightarrow \infty$ ، که به معنای انرژیهای بسیار کم است، $\Phi(s)$ و $G(s)$ به مقدار حدی 1 نزدیک می‌شوند و اثرهای کاهشی از بین رفته و معادله (1) شبیه به معادله سطح مقطع بته-هیتلر میشود. در این حالت

$$(W_\mu/W_e)_{LPM} = (W_\mu/W_e)_{BH} = (m_e/m_\mu)^2 \quad (4)$$

ولی در انرژیهای بالاتر،

$$E \rightarrow \infty \Rightarrow (W_\mu/W_e)_{LPM} \rightarrow 1 \quad (5)$$

در شکل (2)، احتمال کل تولید زوج ذره میون و الکترون با در نظر گرفتن اثر LPM برای سه محیط مختلف آب، هوا در سطح دریا و صخره ی استاندارد، برحسب انرژی اولیه رسم شده است. میتوان مشاهده کرد که شروع کاهش سطح مقطع برای الکترون در محدوده PeV تا EeV اتفاق می‌افتد، در صورتیکه شروع کاهش سطح مقطع برای تولید مستقیم میون در انرژیهای $10^{24} - 10^{28} eV$ است.

اثر LPM بر محتوای میونی بهمن های هوایی

محاسبات بخش قبل برای تولید مستقیم میونها انجام شد. در حالیکه این میون ها در محدوده انرژی EeV و کمتر، سهم کمی در تعداد میونهای بهمن هوایی ناشی از پرتوهای گاما دارند. مقدار قابل توجهی از میونهای با انرژی GeV در بهمن های گاما، توسط تولید فوتونی حاصل میشوند. سطح مقطع تولید این میونها، $\sigma_{\mu\gamma}$ ، از $1.4mb$ برای انرژی فرودی $10GeV$ ، با افزایش انرژی به شکل لگاریتمی افزایش می‌یابد. اگر نسبت سطح مقطع تولید این میونها به سطح مقطع تولید زوج e^+e^- ، σ_{e^\pm} ، را R بنامیم میتوان نشان داد²⁴:

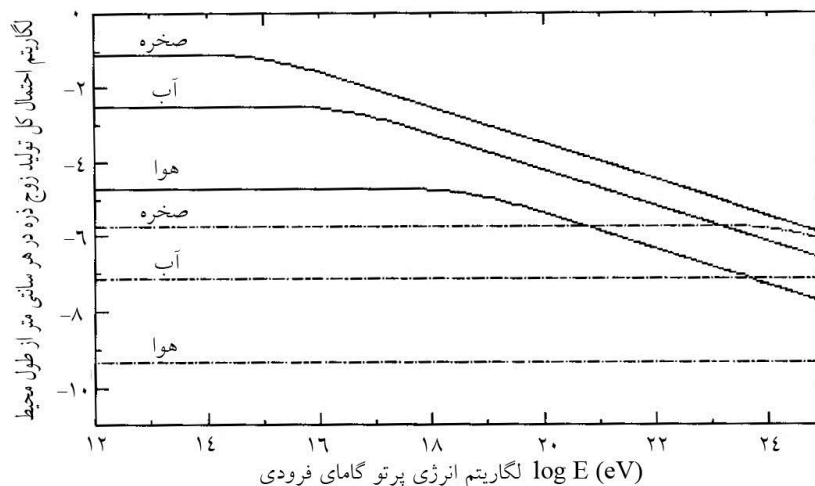
$$R(E) = \sigma_{\mu\gamma}/\sigma_{e^\pm} \rightarrow R(E \approx 10GeV) \approx 1.4/500 \quad ; \quad N_\mu^\gamma \approx R \times \ln(E/1GeV) \times N_\mu^P \quad (6)$$

N_μ^P و N_μ^γ به ترتیب تعداد میونهای GeV در بهمنهای گاما و هادرونی هستند. با افزایش انرژی به بیش از انرژی آستانه اثر LPM برای الکترون ها، σ_{e^\pm} تحت اثر LPM کاهش می‌یابد، در حالیکه $\sigma_{\mu\gamma}$ به شکل لگاریتمی افزایش می‌یابد تا جاییکه $N_\mu^\gamma \approx N_\mu^P$. با این فرض میتوان انرژی آستانه برای یکسان شدن تعداد میونها در هر دو نوع بهمنهای هادرونی و گاما را از معادله (6) بدست آورد:

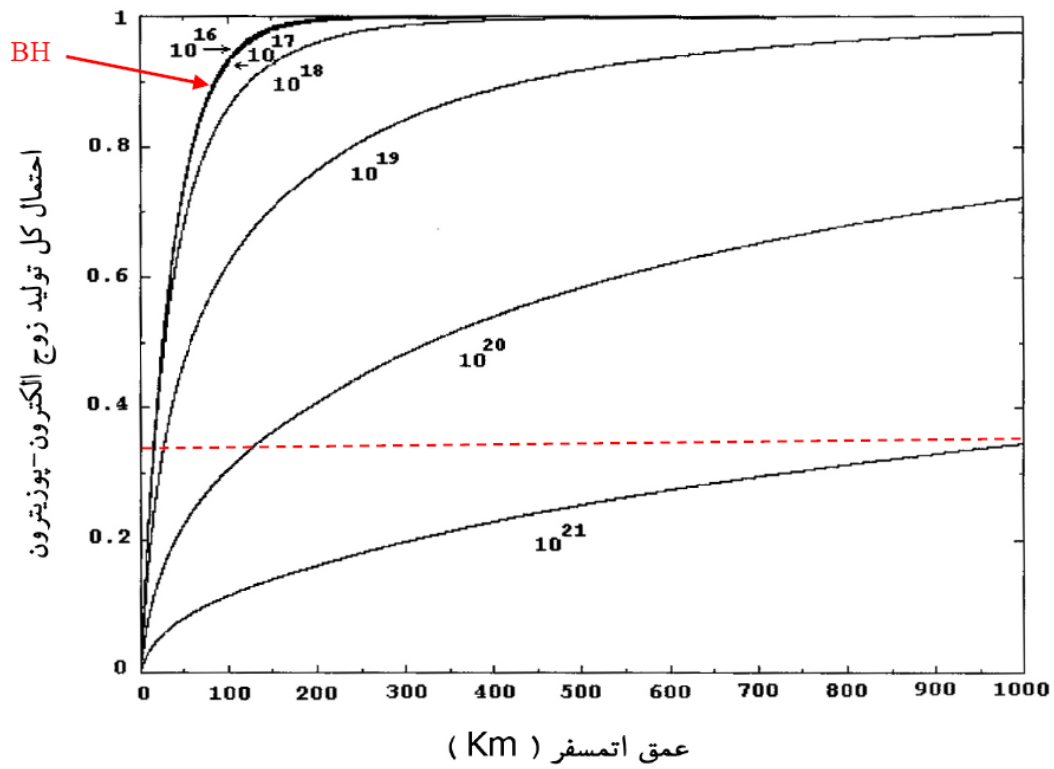
$$N_\mu^\gamma \approx N_\mu^P \rightarrow (\sigma_{e^\pm})_{LPM} \approx (1/2)\sigma_{\mu\gamma}(E=10GeV) \times \ln(E/10GeV) \times \ln(E/1GeV) \quad (7)$$

انرژی محاسبه شده برای هوا و صخره ی استاندارد بترتیب برابر $10EeV$ و $200PeV$ بدست می‌آیند. به این ترتیب انتظار می‌رود در انرژی های گفته شده و بیشتر، محتوای میونی بهمن های گاما و هادرونی یکسان باشند. بنابراین این پدیده می‌تواند توضیحی برای محتوای میونی زیاد مشاهده شده در بهمن هایی باشد که در جهت CYG X-3 در دهه هشتاد میلادی، ابتدا توسط سامرسکی و لوید-

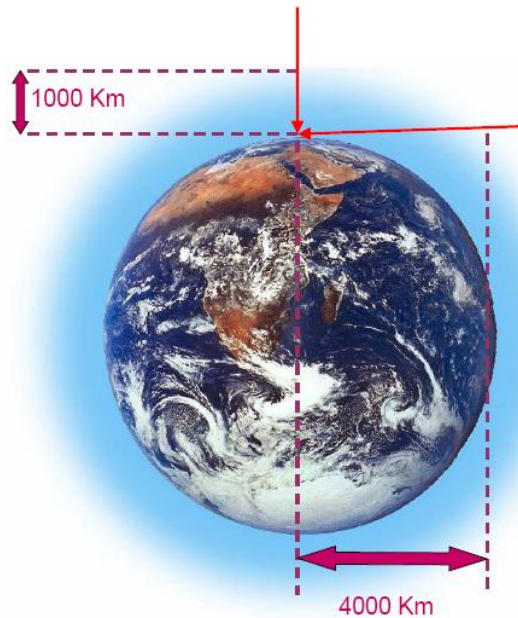
اوانس در رصدهای روی زمین و سپس توسط مارشاک و باتیستونی در رصدهای زیر زمین گزارش شدند. شکل (3) احتمال کل تولید زوج الکترون با در نظر گرفتن اثر LPM برای انرژیهای مختلف پرتو گاما را به عنوان تابعی از عمق نفوذی فوتون گاما در اتمسفر زمین نشان می دهد. توجه کنید که در انرژی های کمتر از 10^{16} eV که اثر LPM نقشی در تکامل بهمین ندارد، شکل منحنی مربوط، شبیه به منحنی ای می شود که از محاسبات نظریه ی **Bethe-Heitler (BH)** بدست می آید. از نمودار مشخص است که یک فوتون با انرژی 10^{21} eV ، با احتمال 65% بدون برهمکنش، به صورت عمودی می تواند تا سطح دریا ($\square 1000 \text{ gr/cm}^2$) در اتمسفر زمین نفوذ کند. اگر این فوتون در زاویه های سرسویی زیاد بر اتمسفر فرود بیاید، در آن صورت در درون اتمسفر مسافتی تقریباً به اندازه ی 8 برابر حالت قبلی را طی می کند (شکل 4) و احتمال برهمکنش برای چنین فوتونی و در نتیجه تشکیل یک بهمین گسترده ی هوایی بسیار بیشتر خواهد بود. این موضوع می تواند بستگی شار اضافی مشاهده شده در بهمین هایی که از سوی **CYG X-3** می آمدند را در آزمایش های **SOU-DAN-1**، **NUSEX** و همچنین مشاهدات یک گروه ژاپنی از **CYG X-3** را (Yamashita, et al)²⁵ به خوبی توضیح دهد.



شکل (2): احتمال کل تولید زوج الکترون (خط پر) و تولید زوج میون (خط چین) برای انرژیهای مختلف پرتو γ فرودی بر محیط



شکل (3): احتمال کل تولید زوج الکترون با در نظر گرفتن اثر LPM برای انرژیهای مختلف پرتوگاما به عنوان تابعی از عمق نفوذی فوتون در اتمسفر زمین.



شکل (4): مسافت های مختلفی که بوسیله یک فوتون به غایت پراورزی در اتمسفر زمین به ازای دو زاویه ی سرسویی 0 و 90 درجه می تواند طی شود.

اثر میدان مغناطیسی زمین (GMF) بر بهمن های هوایی

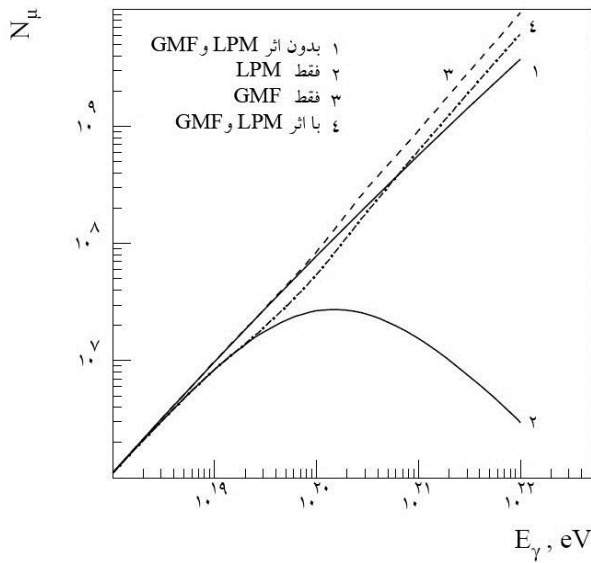
Erber²⁶ (1966) نشان داده است که پرتوهای گامای پر انرژی در شرایط ویژه ای می توانند با میدان مغناطیسی برهمکنش داشته باشند. آهارونیان²⁷ با بررسی این برهمکنش برای فوتونهای به غایت پرانرژی (EHE) فرودی بر جو زمین، نشان داده است که از برهمکنش میدان مغناطیسی زمین با یک پرتو گامای EHE، مجموعه ای از زوج الکترونها حاصل میشوند که آنها نیز بر اثر تابش سینکروترون، فوتون های پرانرژی تولید میکنند. در نهایت می توان گفت که یک پرتو گامای EHE ($E > 10\text{EeV}$) که انرژی آن بسیار بالاتر از انرژی آستانه LPM برای الکترون است، قبل از آنکه وارد جو شود، به باریکه ای از پرتوهای گاما که انرژی بسیار پایینتر از انرژی آستانه LPM دارند ($E \approx 10\text{PeV}$)، تبدیل می شود (شکل 5). در نتیجه اثر LPM در بهمن ایجاد شده دیگر نقشی نخواهد داشت و محتوای میونی بهمن و دیگر مشخصات آن به حالت اولیه (بدون حضور اثر LPM) باز میگردد. البته احتمال این برهمکنش به مقدار مولفه عمود میدان بر جهت پرتو گاما و مسافتی که فوتون در میدان طی میکند بستگی دارد. طول پویش آزاد برای فوتونی با انرژی $E_\gamma \approx 10^{20}\text{eV}$ در میدان مغناطیسی که $B_\perp \approx 0.4\text{G}$ را از رابطه زیر می توان محاسبه کرد²⁷:

$$\Lambda_\pm \approx 10^6 (B_\perp / 1\text{G})^{-1} \approx 10^6 \text{cm} \quad (8)$$

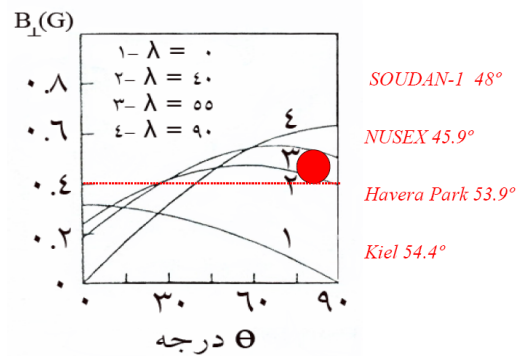
طول پویش آزاد بدست آمده تقریباً سه مرتبه بزرگی از مسافتی که میدان مغناطیسی زمین به طور محسوس وجود دارد، کوچکتر است. بنابراین برای انرژیهای بیش از 10EeV و $B_\perp \approx 0.4\text{G}$ ، اثر GMF نباید نادیده گرفته شود. در شکل (6) مقدار B_\perp برای عرضهای جغرافیایی و زاویه های سمت الراسی مختلف رسم شده است. می توان دید که برای عرضهای جغرافیایی غیر صفر و زوایای سمت الراسی زیاد، مقدار B_\perp از 0.4G بیشتر می شود. در شکل (7) نتایج شبیه سازی بهمن های هوایی گاما و محاسبه تعداد میون ها برای انرژیهای مختلف فرودی در چهار حالت ترکیبی اثر LPM و GMF رسم شده است²⁸.



شکل (4): تصویری ساده از آنچه که برای فوتون های به غایت پرانرژی در مگنتوسفر زمین اتفاق می افتد.



شکل (7)



شکل (6): B_{\perp} بر حسب جهت فوتونهای فرودی برای چهار عرض جغرافیایی 0، 40، 55 و 90 درجه. مکان تقریبی (عرض جغرافیایی) رصدخانه های SOUDAN-1، NUSEX، Haverah Park و Kiel با رنگ قرمز بر روی نمودار مشخص

از شکل (6) پیداست مکان رصدخانه هایی که در رصد CYG X-3 استفاده شده اند، در نزدیکی منطقه ای قرار دارند که مرز شروع اثر GMF به طور چشمگیر بر بهمن های هوایی است. بنابراین انتظار می رود اثر LPM در مشاهدات این رصدخانه ها هنگامی قابل رویت باشد که زاویه ی سرسویی ذرات آغازگر بهمن های هوایی، بسیار کم و یا بسیار زیاد (مانند آنچه که در مورد مشاهدات SOUDAN-1 و NUSEX وجود دارد) باشد.

نتیجه گیری

مشاهدات رصدخانه های SOUDAN-1، NUSEX، Haverah Park و Kiel در راستای دوتایی CYG X-3، محتوای میونی غیرعادی بهمن های رصد شده در این راستا و همچنین نظریه های ارائه شده برای حل این پارادوکس در دهه های 80 و 90 میلادی را مورد بررسی قرار دادیم. نشان دادیم یک راه حل احتمالی این پارادوکس می تواند در نظر گرفتن فوتون های به غایت پرانرژی به عنوان ذره ی آغازگر این بهمن ها باشد و به دنبال آن اثر LPM بر تولید مستقیم زوج میون و بر محتوای میونی بهمنهای ناشی از فوتونهای به غایت پرانرژی را بررسی کردیم. همچنین نشان دادیم که در محدوده ی EHE و بالاتر، با در نظر گرفتن اثر LPM، محتوای میونی بهمنهای هادرونی و بهمنهای گاما، قابل مقایسه خواهند بود. علاوه بر این، برهمکنش میدان مغناطیسی با فوتون به غایت پر انرژی فرودی می تواند در رقابت با اثر LPM، آن را خنثی کرده و ویژگیهای بهمنهای ناشی از فوتون های کم انرژی را نتیجه دهد. با توجه به اینکه اثر GMF، به زاویه فرودی فوتون و عرض جغرافیایی محل بستگی دارد، باید هر دو اثر LPM و GMF را در محاسبات در نظر داشت. بنابراین راه حل ارائه شده در این مقاله در مورد مشاهداتی رصدخانه های مذکور در دهه ی 80 میلادی در راستای CYG X-3 داشته اند، تنها در صورتی قایل قبول خواهد بود که به نحوی

بتوانیم نشان دهیم میدان مغناطیسی زمین با فوتون های آغازگر این بهمن ها برهمکنش چشمگیری نداشته است. البته این موضوع با توجه به شکل (6) و عرض جغرافیایی این رصدخانه ها و همچنین زاویه سوسویی زیادی که این بهمن ها به هنگام رصد داشته اند (به ویژه برای SOUDAN-1 و NUSEX)، چندان دور از واقعیت به نظر نمی آید.

مرجع ها

1. Dzikowski, T., et al, 1981, Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf. (Paris), **1**, 8
2. Hayashida, N., et al, 1981, Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., (Paris) , **9**, 9
3. Stanev, T., Gaisser, T.K, Halzen, F., 1985, Phys. Rev. D, **32**, 1244
4. Dzikowski, T., et al, 1983, J. Phys. G: Nucl. Phys., **9**, 459
5. Samorsky, M., Stamm, W., 1983, Proc. 18th ICRC, Bangalore, India, **11**, 244
6. Lloyd-Evans, J., et al, 1983, Nature, **305**, 784
7. Lambert, A., et al, ICRC 1985, **1**, 71L
8. Marshak, M.L., et al, 1985, Pys. Rev. Lett., **54**, 2079
9. Battistoni, G., et al, 1985, Phys. Lett., **155B**, 465
10. Baym, G., et al, 1985, Phys. Lett., **160B**, 181
11. Edwards, P.G., Protheroe, R.J., Rawinski, E., 1985, J. Phys. G, **11**, L101
12. Barnhill, M.V., et al, 1985, Nature, **317**, 409
13. Stenger, J.V., 1985, Nature, **317**, 411
14. Berezhinsky, V.S., Ellis, J., Ioffe, B.L., 1986, Phys. Lett., **155B**, 465
15. Ruddick, K., 1986, Phys. Rev. Lett., **57**, 531
16. Vander Velde, J.C., 1986, Phys. Rev. Lett., **57**, 2872
17. Collins, J., Olness F., 1987, Phys. Lett., **187B**, 376
18. Aharonian, F.A., Atoyian, A.M., 1992, J. Phys. G:Nucl. Part. Phys., **18**, 1269
19. Godbole, R.M., 1994, arXiv:hep-ph/9407205 v1
20. Andreyev, Y.M., et al, 1987, Sov. Phys-JETP 44, 401
21. Oyama, Y., et al, 1986, Phys. Rev. Lett., **56**, 991
22. Berger, Ch., et al, 1986, Phys. Lett. B, **174**, 118
23. Migdal, A.B., 1956, Phys. Rev. **103**, 1811
24. Gaisser, T.K., 1990, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press
25. Yamashita, Y., et al, 1996, Nucl. Inst. And Methods, **A374**, 245
26. Erber, T., 1966, Rev. Modern Phys., **38**, 626
27. Aharonian, F.A., et al, 1991, J. Phys. G, **17**, 1909
28. Plyasheshnikov, A., Aharonian, F.A., 2003, Nuc. Phys. B, **122**, 267