

## بررسی رویدادهای چند جتی در نابودی الکترون - پوزیترون

محمد ابراهیم زمردیان و آزاده محمود آبادی

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد  
پست الکترونیکی: zomorrod@ferdowsi.um.ac.ir  
azardokh@yahoo.com

(دریافت مقاله: ۸۴/۱۱/۱۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۵/۵/۱۴)

### چکیده

بررسی نابودی الکترون - پوزیترون به هادرونها در گستره انرژیهای بالاتر از  $60 \text{ GeV}$  نشان می‌دهد که علاوه بر رویدادهای دو جتی، آثاری نیز از رویدادهای سه جتی مشاهده می‌شود که می‌توان آن را بر طبق نظریه QCD، به عنوان گلوئون تفسیر کرد که توسط یک کوارک تابش می‌شود. با این همه، نمودارهای مرتبه بالاتر به رویدادهای چهار جتی منجر می‌شوند. در این مقاله، ترکش کوارکها و گلوئونها به جتهای هادرونی را مورد بررسی قرار می‌دهیم. همصفحه بودن ( $A$ ) یک پارامتر برای تحلیل ما از رویدادهای چهارجتی است. انتظار داریم برای رویدادهای چهارجتی مقدار  $A$  کمیته مخالف صفر باشد. این نتیجه با نتایج به دست آمده توسط روش مونت کارلو در آزمایشات دیگر و همچنین در انرژیهای پایینتر سازگاری دارد.

واژه‌های کلیدی: جتهای هادرونی، همصفحه بودن، QCD

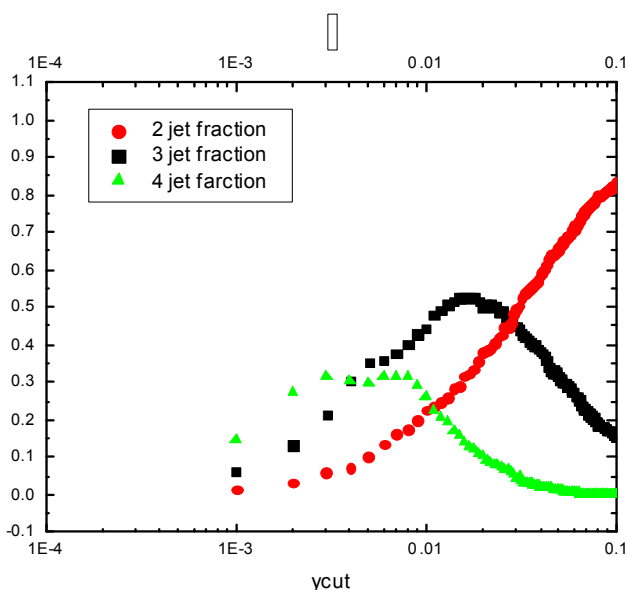
### ۱. مقدمه

گلوئون سخت ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ) ناشی می‌شود. از این رو با بررسی رویدادهای سه جتی که یک جت گلوئون و دو جت کوارک را شامل می‌شوند می‌توان اطلاعات بیشتری را در مورد جت گلوئون به دست آورد.

در این مقاله خصوصیات ترکش جت گلوئون و جت کوارک را با استفاده از الگوریتم معروف JADE [۲] مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

در بخش ۲ فرایند آزمایش را توصیف می‌کنیم. در بخش ۳، مشاهده‌پذیرها را تعریف می‌کنیم و به دنبال آن در بخش ۴ نتایج فیزیکی را ارائه می‌دهیم. بخش ۵ نتیجه‌گیری را شامل می‌شود.

دینامیک کوانتومی رنگ (QCD) در حال حاضر بهترین نظریه برای بر همکنش‌های قوی و تولید هادرونها در نابودی  $e^+e^-$  است. چند مثال عبارتند از توزیعهای ذره‌ای، پهن شدگی جت و رویدادهای چند جتی. در دنیای QCD جتهای مشاهده شده، از کوارکها و گلوئونها ناشی می‌شوند (جت عبارت است از مجموعه‌ای از ذرات که در یک جهت خاص حرکت می‌کنند). جتهایی که توسط کوارک یا پادکوارک تولید می‌شوند به تفصیل مورد بررسی قرار گرفته‌اند. با این همه درباره جتهایی که از گلوئونها با انرژی زیاد ناشی می‌شوند اطلاعات کافی در دست نیست. بارتل و همکاران [۱] شواهدی را در دست دارند که نشان می‌دهد توزیع ذره‌ای در رویدادهای سه جتی از تابش



شکل ۲. نسبت رویدادهای دو، سه و چهار جتی به کل رویدادها به صورت تابعی از برش  $Y$ .

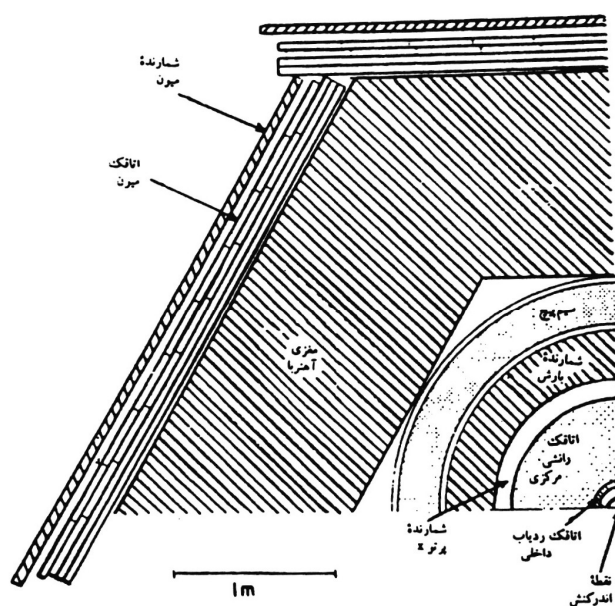
### ۳. تعریف مشاهده پذیرها

جتها را بر طبق الگوریتم خوشه‌ای JADE تعریف می‌کنیم. به منظور تفکیک جتها در هر رویداد، برای هر زوج ذره  $i$  و  $j$  که در حالت کلی از دو جت مختلف می‌باشند، کمیت  $Y_{ij}$  را به صورت

$$Y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2} \quad (1)$$

تعریف می‌کنیم که در آن  $E_i$  و  $E_j$  انرژی دو ذره در رویداد،  $\theta_{ij}$  زاویه بین جهت‌های تکانه دو ذره و  $E_{vis}$  انرژی کل قابل مشاهده در رویداد است. زوج ذرات با کوچکترین مقدار  $Y_{ij}$  را پیدا می‌کنیم و اگر این مقدار پایتتر از یک پارامتر برش موسوم به برش  $Y$  باشد، زوج ذره توسط یک شبه - ذره با چارتکانه  $P^\mu = P_i^\mu + P_j^\mu$  جایگزین می‌شود. در این صورت، این فرایند با استفاده از مجموعه جدید ذرات و شبه ذرات تکرار می‌شود. وقتی کل مقادیر  $Y_{ij}$  از برش  $Y$  بزرگتر باشد، فرایند خوشه‌ای متوقف می‌شود. هر ذره در رویداد تنها به یک خوشه وابسته است.

در شکل ۲ نسبت رویدادهای دو، سه و چهار جتی به کل رویدادها به صورت تابعی از برش  $Y$  نشان داده شده است. همان

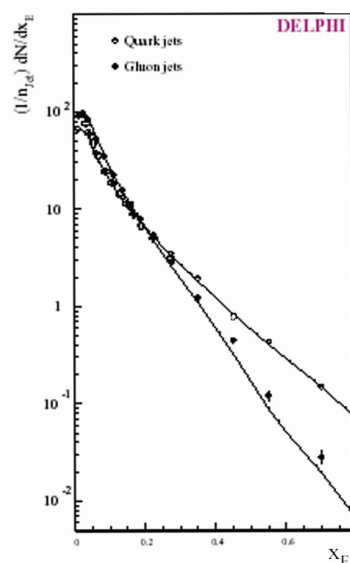


شکل ۱. آشکار ساز AMY.

### ۲. شرح آزمایش

در این مقاله از داده‌های به دست آمده از آشکار ساز AMY از شتاب دهنده TRISTAN واقع در مرکز تحقیقاتی KEK ژاپن استفاده شده است. آشکار ساز AMY (شکل ۱) مشتمل بر یک آشکارساز ردیاب ذرات باردار و یک شمارشگر رگباری است که در داخل یک سیم پیچ مغناطیسی با شدت ۳ تسلا قرار داشته و مجموعه آن با قطعات ضخیم فولادی محصور شده است. در پشت سر این لایه، استوانه‌ای با ۴ لایه از لوله‌های رانشی (اتافک رانش مرکزی یا CDC) قرار دارد. ذرات باردار عمدتاً بر روی یک ناحیه زاویه‌ای قطبی آشکار می‌شوند.

در خارج از CDC یک کالریمتر الکترومغناطیسی به درازای ۱۵ طول تابشی وجود دارد که به آن شمارنده رگباری یا SHC می‌گویند و به عنوان یک آشکارساز فوتون عمل می‌نماید. آشکارساز یک ناحیه زاویه‌ای را کاملاً می‌پوشاند. به این ترتیب تکانه ذرات باردار در CDC و انرژی ذرات ختشی در SHC اندازه‌گیری می‌شود. توضیح بیشتر برای شرایط آزمایشی در مرجع [۴] آمده است.



شکل ۴. توزیع ترکش برای جتهای کوآرک و جتهای گلوئون، مرجع [۱۰].

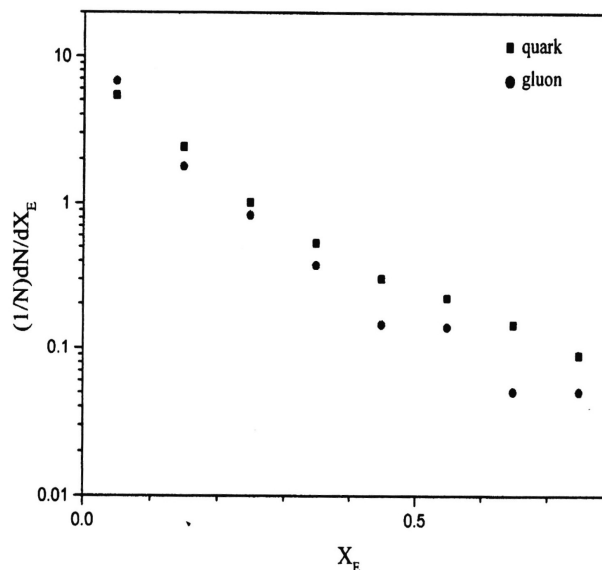
بقای تکانه خطی، رویدادهای دو و سه جتی قبل از آنکه هادرونی شوند، دارای A مساوی با صفر خواهند بود، حال آنکه رویدادهای چهار جتی در حالت کلی غیر همصفحه هستند و بدون آنکه قانون بقای تکانه خطی را نقض کنند، منجر به مقادیر غیر صفر برای A می شوند.

#### ۴. نتایج فیزیکی

اختلاف بین جتهای کوآرک و جتهای گلوئون در تابع ترکش که به صورت زیر تعریف می شود پدید می آید:

$$X_E = \frac{E_i}{E_{jet}}, \quad (4)$$

که در آن  $E_i$  انرژی ذرات منفرد در یک رویداد است، و  $E_{jet}$  عبارت است از انرژی جت کوآرک یا جت گلوئون. شکل ۳ توزیع  $X_E$  را برای جتهای کوآرک و جتهای گلوئون نشان می دهد. پارامتر ترکش برای هر دو نوع جت با انرژی کاهش می یابد، اما تفاوت بین آنها ایجاب می کند که طیف انرژی جت گلوئون نرمتر باشد یعنی ذرات تشکیل دهنده آن در مقایسه با ذرات تشکیل دهنده جت کوآرک از انرژی کمتری برخوردارند. این نتایج با نتایج به دست آمده از آزمایشهای دیگر (شکل ۴) مطابقت دارد [۱۰].



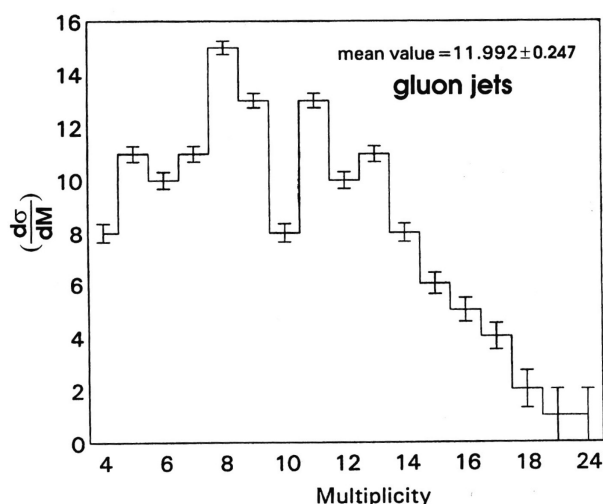
شکل ۳. توزیع ترکش برای جتهای کوآرک و جتهای گلوئون

گونه که از شکل پیداست تعداد جتهای تفکیک یافته در یک رویداد معین تابعی از برش  $Y$  می باشد. با این همه، تا جایی که شرایط یافتن جت، تحلیل تجربی و محاسبات نظری را بر آورده سازد، می توان یک مقایسه قابل قبول از داده های تجربی را با محاسبات نظریه اختلال مرتبه اول و مرتبه دوم QCD انجام داد. در این مقاله از  $Y = 0.02$  برش استفاده شده است. دلیل انتخاب این معیار در مرجع [۲] آمده است. شایان ذکر است نتایج فیزیکی که در زیر می آید از نظر کیفی به ازای مقادیر دیگر برش  $Y$  نیز معتبرند.

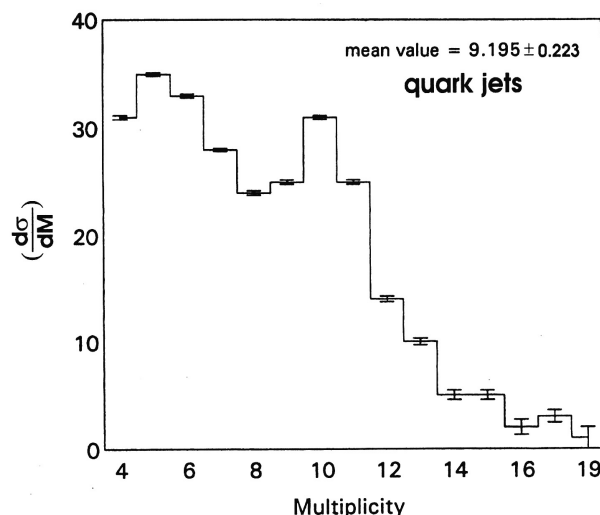
سرانجام ساختار رویدادهای چهار جتی را که توسط QCD مرتبه دوم برآورد می شود، توصیف می کنیم. برای این منظور پارامتر A را به صورت زیر معرفی می کنیم [۵]

$$A = 4 \min \left( \sum_i |P_i^\pm| / \sum_i |P_i| \right)^2, \quad (3)$$

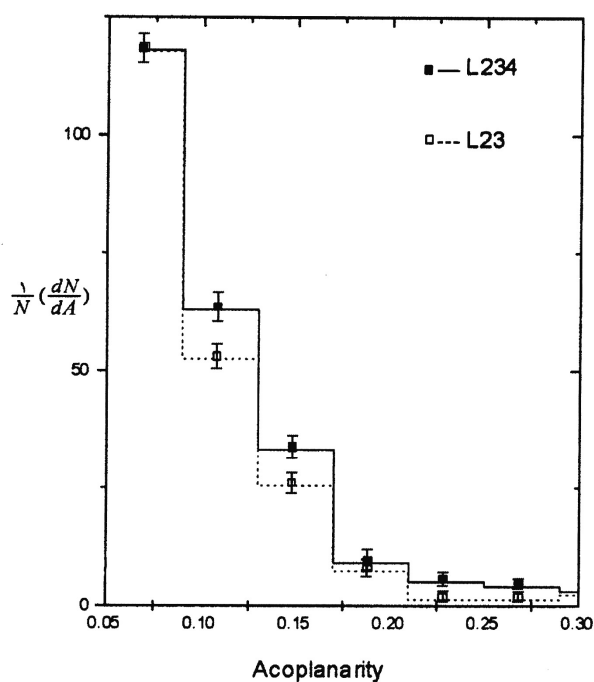
که در آن  $P_i$  عبارتست از تکانه پارتون  $i$  ام و  $P_i^\pm$  مؤلفه عمود بر صفحه ای است، که این صفحه به گونه ای چرخیده است که کمیت درون پراتنز را کمینه می سازد. همان گونه که بر طبق نظریه QCD، تابش یک گلوئون منجر به تولید یک رویداد سه جتی می شود، تابش دو گلوئون در نابودی الکترون - پوزیترون یک رویداد چهار جتی را تولید می کند [۱۳]. با توجه به قانون



شکل ۶. توزیع چندگانگی برای جتهای گلوئون.



شکل ۵. توزیع چندگانگی برای جتهای کوآرک.



شکل ۷. توزیع همصفحه بودن برای رویدادهای دو و سه جتی ( $L_{23}$ ) به همراه این توزیع برای رویدادهای دو سه و چهار جتی ( $L_{234}$ ).

این نسبت چندگانگی جت گلوئون به چندگانگی جت کوآرک برابر است با  $1/304 \pm 0/031$  این مقدار عددی با نتایج به دست آمده از گروه OPAL [۸] مطابقت کامل دارد. همچنین نتایج ما با نظریه QCD سازگار است [۶ و ۷].

اکنون خصوصیات رویدادهای چهار جتی را که توسط QCD بر آورد می شود مورد مطالعه قرار می دهیم. برای این

برای توضیح بیشتر در شکل ۵ و ۶ به تفکیک توزیع چندگانگی برای جتهای کوآرک و جتهای گلوئون نشان داده شده است. با در نظر گرفتن خطاهای آماری مقادیر میانگین، نمودارها نشان می دهند که تا تقریب چند مرتبه بزرگی انحراف از مقادیر میانگین، ذرات در جتهای گلوئون در مقایسه با ذرات در جتهای کوآرک از چندگانگی بالاتری برخوردارند. علاوه بر

مرکز جرم  $60 \text{ GeV}$  بر حسب پارامتر ترکش  $X_E$  و همچنین بر حسب توزیع چند گانگی مورد مطالعه قرار دادیم. در نظریه QCD جتهای گلوئون و جتهای کوارک تفاوتی را از خود نشان می دهند. این بدان دلیل است که گلوئونها نسبت به کوارکها حامل بار رنگی بیشتری هستند.

بنابراین از نظر کمی انتظار می رود جتهای گلوئون دارای خصوصیات چند گانگی بالاتر و ترکش نرمتری در مقایسه با جتهای کوارک باشند. این نتایج با نظریه QCD سازگاری دارد. همچنین توزیع تجربی پارامتر همصفحه بودن (A) را مورد مطالعه قرار دادیم که بر طبق نظریه QCD مرتبه دوم از اهمیت ویژه ای برخوردار است. نتایج به دست آمده برای این پارامتر با نتایج به دست آمده از رویدادهای چهار جتی در آزمایشهای دیگر سازگار است [۱۲].

### قدردانی

از گروه AMY در شتاب دهنده TRISTAN ژاپن برای ارائه اطلاعات به نویسنده این مقاله تشکر و قدردانی می شود.

منظور، شکل ۷ توزیع همصفحه بودن (A) را به تفکیک برای رویدادهای دو و سه جتی ( $L_{23}$ ) و برای رویدادهای دو، سه و چهار جتی ( $L_{234}$ ) نشان می دهد. همان گونه که از شکل پیداست، هر دو توزیع، قله ای را پیرامون مقادیر پائین A نشان می دهند. با افزایش مقدار A، هر دو توزیع به صفر نزول می کنند. با این همه مشاهده می کنیم که توزیع  $L_{23}$  در مقایسه با توزیع  $L_{234}$  با سرعت بیشتری به صفر نزول می کند. این نشان می دهد که کسر اندکی از رویدادها (با مراجعه به شکل ۲ به ازای  $Y = 0.2$  تقریباً ده درصد از رویدادها چهار جتی هستند)، تحت تأثیر تابش دو گلوئون در زوایای بزرگ از کوارکها قرار می گیرند، که توسط QCD مرتبه دوم نیز برآورد شده است. نتیجه می گیریم احتمال تابش دو گلوئون در نابودیهای  $e^+e^-$  در انرژی مرکز جرم  $60 \text{ GeV}$  وجود دارد. این نتیجه با نظریه QCD به صورت کیفی سازگار است.

### ۵. بحث و نتیجه گیری

در این مقاله ترکش ذرات باردار در نابودی  $e^+e^-$  را در انرژی

### مراجع

- JADE Collab W Bartel et al, *Phys. Lett. B* **123** (1983) 460, *Z. Phys. C* **21** (1983) 37.
- JADE Collab W Bartel et al, *Z. Phys. C* **33** (1986) 23, S Bethke et al, *Phys. Lett. B* **213** (1988) 235.
- S Catani et al, *Phys. Lett. B* **264** (1991) 432.
- Y K Kim et al, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1772.
- B Anderson et al, *Phys. Lett. B* **94** (1980) 211.
- P Nason and B R Webber, *Nucl Phys B* **421** (1995) 473.
- P J Rijken and W L Van Neerven, *Phys. Lett. B* **386** (1996) 422.
- OPAL Collab P D Acton et al, *Z. Phys. C* **58** (1993) 387.
- JADE Collab, W Bartel et al, *Phys. Lett. B* **115** (1982) 338.
- J Fuster and S Marti, hep- ex/9511002.
- AMY Collab, T Umida et al, *Phys. Rev. D* **42** (1990) 1339.
- W Bartel et al., *Phys. Lett. B* **119** (1982) 239.
- Francis Halzen & Alen D Martin. *Quarks and Leptons* (1984).