



دانشکده فیزیک
گروه نظری و اختر فیزیک

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد در رشته فیزیک نظری

عنوان

پامرون

استاد راهنما

دکتر سید کمال‌الدین سید یعقوبی

استاد مشاور

دکتر حسین فخری

پژوهشگر

سعید حسین‌زاده نیری

آذر ۱۳۸۶

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

فهرست مطالب

	عنوان	صفحه
۱	مقدمه	
۳	فصل اول: بررسی منابع (نظریه رجی و پامرون)	
۴	۱-۱ سینماتیک	
۶	۲-۱ نظریه رجی برای پراکندگی بدون اسپین	
۱۲	۳-۱ معرفی پامرون	
۱۹	۴-۱ پدیده‌شناسی رجی برای واکنش‌های غیرانحصاری	
۲۸	۵-۱ تزویج پامرون در ناحیه چندپارگی	
۳۴	۶-۱ پدیده‌شناسی در ناحیه مرکزی	
۴۳	فصل دوم: مبانی و روش‌ها (پامرون و گلوئون)	
۴۴	۱-۲ معرفی گلوئون	
۴۴	۲-۲ ارتباط پامرون و گلوئون	
۵۲	۳-۲ تولید فوتونی ϕ ($\gamma p \rightarrow p\phi$)	

۵۸	۲-۴ تولید فوتونی ρ $(\gamma p \rightarrow p\rho)$
۶۴	۲-۵ تولید فوتونی ω $(\gamma p \rightarrow p\omega)$
۷۰	فصل سوم: نتایج و بحث
۷۳	۳-۱ بحثی در مورد جرم پامرون
۷۳	۳-۲ نتیجه گیری
۷۶	واژه نامه
۷۸	مراجع

فهرست شکل‌ها

<u>صفحه</u>	<u>شماره و عنوان شکل</u>
۴	شکل ۱- پراکندگی کانال s .
۵	شکل ۲- پراکندگی در چارچوب مرکز جرم.
۱۶	شکل ۳- مسیر رجی $\alpha(t)$ بر حسب t .
۱۷	شکل ۴- مسیر رجی $\alpha(t)$ بر حسب t .
۱۷	شکل ۵- مسیر رجی $\alpha(t)$ بر حسب t .
۱۸	شکل ۶- مسیر رجی $\alpha(t)$ بر حسب t .
۱۸	شکل ۷- مقطع کل (σ_{tot}) پراکندگی کشسان در انرژی $30 - 70 \text{ GeV}$.
۱۹	شکل ۸- قضیه اپتیکی معمولی.
۲۱	شکل ۹- قضیه اپتیکی تعمیم یافته مولر.
۲۲	شکل ۱۰- پراکندگی در چارچوب سکون ذره b .
۲۲	شکل ۱۱- پراکندگی کانال s .
۲۴	شکل ۱۲- پراکندگی سه‌جسمی کشسان.
۲۴	شکل ۱۳- بسط رجی یگانه برای دامنه کشسان.
۲۵	شکل ۱۴- پراکندگی در چارچوب مرکز جرم ذرات ورودی a, b .

- شکل ۱۵- بسط رجی دوگانه برای دامنه کشسان. ۲۸
- شکل ۱۶- داده‌های تجربی حاصل از واکنش‌های $(p \xrightarrow{K^+} \pi^-)$ ، ۳۲
- شکل ۱۷- مبادله مزون و پامرون در فرآیند پراکندگی کشسان. ۳۷
- شکل ۱۸- مقطع غیرانحصاری برای واکنش‌های $pp \rightarrow pX$ و $pp \rightarrow \bar{p}X$. ۴۱
- شکل ۱۹- مقطع پراکندگی تولید فوتونی مزون‌های برداری روی پروتون. ۴۶
- شکل ۲۰- دیاگرام مبادله پامرون. ۴۹
- شکل ۲۱- دیاگرام‌های مبادله گلوئون و کوارک فاینمن. ۵۰
- شکل ۲۲- مربع جرم گم شده $M^2(X)$ در واکنش $\gamma p \rightarrow pK^+(X)$. ۵۲
- شکل ۲۳- طیف جرم K^+K^- قبل از تفریق باندهای کناری. ۵۳
- شکل ۲۴- مربع جرم ثابت $M^2(K^+K^-)$ به صورت تابعی از $M^2(pK^-)$. ۵۴
- شکل ۲۵- مربع جرم ثابت K^+K^- به ازای محدوده‌های معین t . ۵۴
- شکل ۲۶- مقطع دیفرانسیلی تولید فوتونی ϕ در محدوده انرژی آزمایشگاه جفرسون. ۵۵
- شکل ۲۷- مقطع دیفرانسیلی تولید فوتونی ϕ در محدوده انرژی هیرا. ۵۶
- شکل ۲۸- توزیع جرم ثابت، $M_{\pi^+\pi^-}$ ، و سهم کانال‌های دوجسمی در دو بازه متفاوت t . ۵۹
- شکل ۲۹- مقطع دیفرانسیلی تولید فوتونی ρ . ۶۰
- شکل ۳۰- مقطع دیفرانسیلی تولید فوتونی ρ در محدوده انرژی شتاب دهنده خطی استنفورد. ۶۲

- شکل ۳۱- مقطع دیفرانسیلی تولید فوتونی ρ در محدوده انرژی هیرا. ۶۲
- شکل ۳۲- وابستگی مقطع دیفرانسیلی تولید فوتونی ρ به انرژی. ۶۴
- شکل ۳۳- جرم گم شده برای واکنش $p \rightarrow p(X) \gamma$ حول جرم ω . ۶۵
- شکل ۳۴- مقطع دیفرانسیلی برای $p \rightarrow p \omega \gamma$. ۶۶
- شکل ۳۵- مقطع دیفرانسیلی اندازه‌گیری شده برای تولید فوتونی ω . ۶۸

نام خانوادگی: حسین زاده نیری	نام: سعید
عنوان پایان نامه: پامرون	
استاد راهنما: دکتر سید کمال الدین سید یعقوبی	
استاد مشاور: دکتر حسین فخری	
مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد	رشته: فیزیک
گرایش: نظری	دانشگاه: تبریز
تاریخ فارغ التحصیلی: ۸۶/۹/۲۵	تعداد صفحات: ۷۹
کلید واژه‌ها:	
پامرون - واکنش های غیرانحصاری - قضیه اپتیکی - تولید فوتونی - مزون برداری - گلوئون غیراختلالی - متغیرهای مندلستم - ناحیه چند پارگی - ناحیه مرکزی.	
چکیده	
<p>مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان هادرون‌ها و مقطع کل پراکندگی هادرون‌ها در انرژی‌های بالا تقریباً ثابت است. این بدین معناست که دامنه پراکندگی کشسان رفتاری به صورت $A(s, t = 0) \sim s$ دارد. رابطه بین دامنه پراکندگی $(A(s, t))$ و مقطع کل (σ_{tot}) به صورت $\sigma_{tot} = \int A(s, t) ^2 d\Omega$ تعریف می‌شود، که $s = (P_1 + P_2)^2$ و $t = (P_1 - P_3)^2$ متغیرهای مندلستم هستند و P چاربردار تکانه ذره می‌باشد. با این فرض که مبادله قطب رجی سازوکار چیره است، می‌توان مسیری به نام پامرون (P) با $\alpha_p(0) \cong 1$ را پیش‌بینی نمود. چون به نظر می‌رسد این رفتار مستقل از طعم هادرون‌ها (ساختار کوارکی هادرون‌ها) باشد، همچنین چون تمام مسیرهای شناخته شده‌ای که کوارک مبادله می‌کنند دارای ویژگی $\alpha_R(0) \leq \frac{1}{2}$ هستند، عموماً پذیرفته شده است که پامرون مبادله گلوئونی را نشان می‌دهد.</p> <p>در این پایان‌نامه نظریه رجی و رفتار دامنه پراکندگی را مطالعه می‌کنیم. همچنین مبادله مسیرهای</p>	

رجی پامرون و مزون را در مقادیر تکانه انتقالی بزرگ و کوچک بررسی می‌کنیم. سپس به مطالعه تولید فوتونی مزون‌های برداری روی پروتون در چارچوب کرومودینامیک کوانتومی (QCD) می‌پردازیم.

ادامه چکیده

مقایسه نتایج حاصل از آزمایش‌های مختلف با مدل‌های موجود، مدل دوگلوئون غیراختلالی را برای مسیر رجی پامرون تأیید می‌کند.

از جمله موارد مشاهده شده در آزمایش‌های انرژی‌های بالا، برخورد دو پرتو ذره و تولید چند ذره خروجی است. از این برخورد می‌توان داده‌ها و اطلاعاتی مانند تعداد ذرات تولید شده، زوایایی که در آن ذرات ثانویه ظاهر می‌شوند، تکانه و انرژی‌های ذرات تولید شده، نوع ذرات و نظایر آن را به دست آورد. منظور از انرژی‌های بالا، انرژی‌هایی هستند که اثرات جرمی ذرات به دست آمده ناچیز می‌باشد. اطلاعات حاصل از آزمایش‌های انرژی‌های بالا پدیده‌شناسان را راهنمایی می‌کند تا روش‌های مناسب‌تری را برای ساده‌سازی بررسی این گونه پدیده‌ها ابداع کنند.

نظریه پیوستگی تحلیلی دامنه پراکندگی موج جزئی¹ کانال t در صفحه تکانه زاویه ای مختلط (j) اولین بار توسط رجی² در مطالعه پتانسیل پراکندگی مطرح شد. این پیوستگی اساس ساختمان نظریه رجی است که به طور کیفی اغلب خصوصیات پدیده‌شناسی مجانبی فیزیک انرژی‌های بالا را توصیف می‌کند. با افزایش انرژی سیستم، تعداد ذرات تولید شده بیشتر می‌شود و مطالعه همه ذرات تولید شده مشکل‌تر می‌گردد. برای حل این مشکل، ایده فرآیندهای غیرانحصاری³ توسط فاینمن⁴ مطرح شد سپس مولر⁵ با طرح قضیه اپتیکی تعمیم یافته و ارتباط دادن مقطع غیرانحصاری به دامنه پراکندگی کشسان در نظریه رجی، اساس پدیده‌شناسی غیرانحصاری را بنیان نهاد.

¹ Partial wave

² Regge

³ Inclusive reaction

⁴ Feynman

⁵ Mueller

در فصل اول این رساله مختصری درباره نظریه رجی و رفتار دامنه پراکندگی بحث کرده سپس واکنش‌های غیرانحصاری را با استفاده از نظریه رجی و قضیه اپتیکی⁶ مطالعه می‌کنیم. طی این بررسی مشاهده می‌کنیم که همه مقطع‌های برخورد پراکندگی کل هادرون‌ها در انرژی‌های بالا تقریباً ثابت می‌ماند و این بدین معناست که مسیری به نام پامرون⁷ (P) با $\alpha_p(0)=1$ وجود دارد. پامرون برخلاف مسیرهای دیگر منطبق بر هیچ ذره فیزیکی شناخته شده نیست. همچنین همه مسیرهای شناخته شده که کوآرک مبادله می‌کنند دارای $\alpha(0) \leq 1/2$ هستند. بنابراین انتظار می‌رود پامرون شامل مبادله گلوئون-ها⁸ باشد.

فصل دوم این رساله نیز به بررسی آخرین تحقیقات انجام یافته درباره ارتباط پامرون و گلوئون اختصاص دارد. در این فصل، تولید فوتونی⁹ مزون‌های برداری¹⁰ (با اسپین 1) ϕ ، ρ و ω روی پروتون را بررسی کرده و ذراتی را که در کانال‌های مختلف بین مزون و پروتون مبادله می‌شوند معرفی می‌کنیم. همچنین پیش‌بینی مدل‌های موجود در هر سه کانال را با داده‌های تجربی حاصل از آزمایش‌های مختلف مقایسه خواهیم کرد.

در فصل سوم، بحث‌های مفصل مطرح شده در فصل دوم را جمع‌بندی کرده و رابطه موجود بین پامرون و گلوئون را استنتاج و پیشنهاد می‌نماییم.

⁶ Optical theorem

⁷ Pomeron

⁸ Gluons

⁹ Photoproduction

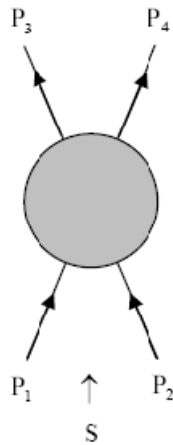
¹⁰ Vector mesons

فصل اول

بررسی منابع

(نظریه رجی و پامرون)

فرآیند پراکندگی $P_1 + P_2 \rightarrow P_3 + P_4$ در کانال s در شکل ۱ نشان داده شده است که ذرات ۱ و ۲ حالت اولیه و ذرات ۳ و ۴ حالت نهایی را تشکیل می‌دهند و P_i چاربردار تکانه ذره i می‌باشد. ثابت‌های مندلستام^{۱۱} به صورت زیر تعریف می‌شوند:



شکل ۱- پراکندگی کانال s .

$$\begin{aligned} s &= (P_1 + P_2)^2 \\ t &= (P_1 - P_3)^2 \\ u &= (P_1 - P_4)^2 \end{aligned} \quad (1-1)$$

که فقط دو مورد از آنها مستقل هستند. این را با استفاده از $P_i^2 = m_i^2$ که منجر به رابطه زیر

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 \equiv \Sigma \quad \text{می‌شود می‌توان نتیجه گرفت:}$$

\sqrt{s} انرژی مرکز جرم کانال s و t مربع تکانه انتقالی در فرآیند پراکندگی می‌باشد.

برای راحتی، محاسبات را در دستگاه طبیعی انجام می‌دهیم به طوری که $\hbar = c = 1$ است.

بردار تکانه مرکز جرم ذرات ۱ و ۲ به صورت زیر داده می‌شود:

¹¹ Mandelstam

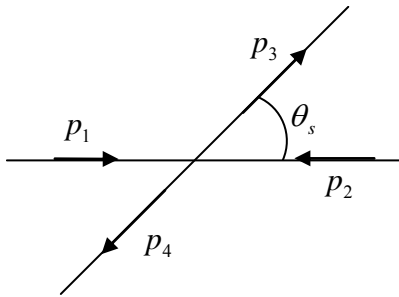
$$q_{s12}^2 = \frac{1}{4s} [s - (m_1 + m_2)^2] [s - (m_1 - m_2)^2] \quad (2-1)$$

زاویه پراکندگی مرکز جرم (شکل ۲) نیز به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\cos \theta_s \equiv z_s = \frac{s^2 + s(2t - \Sigma) + (m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2)}{4sq_{s12}q_{s34}} \quad (3-1)$$

ناحیه فیزیکی برای فرآیند پراکندگی کانال s توسط $q_{s12} > 0$ و $-1 \leq z_s \leq 1$ تعریف می‌شود.

شود.



شکل ۲- پراکندگی در چارچوب مرکز جرم.

به طور متناظر می‌توان فرآیند پراکندگی را در کانال t ($1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$) در نظر گرفت که در آن

\sqrt{t} انرژی و s مربع تکانه انتقالی است.

بردار تکانه مرکز جرم ذرات ۱ و ۳ و همچنین زاویه پراکندگی مرکز جرم (θ_t) به صورت زیر

به دست می‌آیند:

$$q_{t13}^2 = \frac{1}{4t} [t - (m_1 + m_3)^2] [t - (m_1 - m_3)^2]$$

$$\cos \theta_t \equiv z_t = \frac{t^2 + t(2s - \Sigma) + (m_1^2 - m_3^2)(m_2^2 - m_4^2)}{4tq_{t13}q_{t24}} \quad (4-1)$$

همچنین روابط مشابهی را می توان برای فرآیند کانال u ($1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$) نوشت.

مقطع دیفرانسیلی برای پراکندگی بدون اسپین توسط رابطه زیر داده می شود [1]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s q_{s12}^2} |A(s, t)|^2 \quad (5-1)$$

که در آن دامنه پراکندگی $A(s, t)$ تابعی از انرژی و زاویه پراکندگی است.

قضیه اپتیکی به صورت زیر نوشته می شود [1]:

$$\sigma_{tot}^{12}(s) = \frac{1}{2q_{s12}\sqrt{s}} \text{Im} A^{el}(s, t=0) \quad (6-1)$$

که در آن $A^{el}(s, t)$ دامنه کشسان برای پراکندگی $1+2 \rightarrow 1+2$ می باشد.

۲-۱ نظریه رچی برای پراکندگی بدون اسپین

ایده اساسی نظریه رچی این است که دامنه پراکندگی کانال s را به ساختار تکانه زاویه ای فرایند

کانال t متناظر ارتباط می دهد.

دامنه پاره موج کانال t چنین تعریف می شود:

$$A_t(t) = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dz_t p_\ell(z_t) A(s, t) \quad (7-1)$$

که در آن s تابعی از t و z_t می باشد. با استفاده از تعامد تابع لژاندر

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 p_\ell(z) p_{\ell'}(z) dz = \frac{1}{2\ell+1} \delta_{\ell\ell'}$$

(۸-۱)

می‌توان سری پاره موج کانال t را به دست آورد:

$$A(s, t) = 16\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) A_{\ell}(t) p_{\ell}(z_t) \quad (9-1)$$

$p_{\ell}(z_t)$ تابعی از z_t و در نتیجه تابعی از s می‌باشد. بنابراین سری فوق وقتی معتبر است که

ضرورتاً فقط در ناحیه فیزیکی کانال t دامنه، نسبت به s تکینگی نباشد.

برای بدست آوردن عبارتی که حتی در حضور تکینگی‌های s هم معتبر است (و می‌توان در

ناحیه کانال s مورد استفاده قرار داد)، ابتدا دامنه را بر حسب رابطه پاشیدگی بازنویسی کرده و روی

تکینگی‌های u و s در t ثابت انتگرال‌گیری می‌کنیم:

$$A(s, t) = \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{D_s(s', t)}{s' - s} ds' + \frac{1}{\pi} \int_{u_0}^{\infty} \frac{D_u(u', t)}{u' - u} du'. \quad (10-1)$$

با استفاده از تغییر متغیرهای زیر رابطه فوق را دوباره بازنویسی می‌کنیم:

$$\begin{aligned} s' - s &= 2q_t^2 (z' - z_t) \\ u' - u &= 2q_t^2 (z' - z_t) \end{aligned} \quad (11-1)$$

$$A(t, z_t) = \frac{1}{\pi} \int_{z_{s0}}^{\infty} \frac{D_s(s', t)}{z' - z_t} dz' + \frac{1}{\pi} \int_{z_{-u0}}^{-\infty} \frac{D_u(u', t)}{z' - z_t} dz'. \quad (12-1)$$

با جاگذاری رابطه فوق در رابطه (۷-۱) و با استفاده از فرمول نیومن (۱۳-۱) داریم:

$$(13-1) Q_{\ell}(z) = -\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{dz'}{z' - z} p_{\ell}(z')$$

$$A_{\ell}(t) = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dz_t p_{\ell}(z_t) \frac{1}{\pi} \int_{z_{s0}}^{\infty} \frac{D_s(s', t)}{z' - z_t} dz' + \frac{1}{16\pi} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dz_t p_{\ell}(z_t) \frac{1}{\pi} \int_{z_{-u0}}^{-\infty} \frac{D_u(u', t)}{z' - z_t} dz'$$

$$A_{\ell}(t) = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{\pi} \int_{z_{s0}}^{\infty} D_s(s', t) Q_{\ell}(z') dz' + \frac{1}{16\pi} \frac{1}{\pi} \int_{z_{-u0}}^{-\infty} D_u(u', t) Q_{\ell}(z') dz'$$

در جمله دوم با تغییر متغیر $(z' \rightarrow -z')$ و با توجه به $Q_\ell(-z') = (-1)^{\ell+1} Q_\ell(z')$ می‌توان

نوشت:

$$A_\ell(t) = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{\pi} \int_{z_{s_0}}^{\infty} D_s(s', t) Q_\ell(z') dz' + \frac{1}{16\pi} \frac{(-1)^\ell}{\pi} \int_{z_{u_0}}^{\infty} D_u(u', t) Q_\ell(z') dz'. \quad (14-1)$$

رابطه فوق به تصویر فرویسارت-گریبوف^{۱۲} مشهور بوده و برای تمام مقادیر ℓ قابل استفاده

است.

ضریب $(-1)^\ell \equiv e^{i\pi\ell}$ برای پیوستگی تحلیلی در ℓ مناسب نیست بنابراین تعریف می‌کنیم:

$$A(t, z_t) = A^R(t, z_t) + A^L(t, z_t) \quad (15-1)$$

که در آن A^R فقط برای $s > s_0$ و A^L فقط برای $u > u_0$ برش‌هایی در s دارد.

همچنین دامنه‌های علامت‌دار در کانال t را چنین تعریف می‌کنیم:

$$A^\delta(t, z_t) = A^R(t, z_t) + \delta A^L(t, -z_t) \quad (16-1)$$

که $\delta = \pm 1$ ، علامت است.

از رابطه (۱۰-۱) داریم:

$$A^\delta(s, t) = \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{D_s(s', t)}{s' - s} ds' + \delta \frac{1}{\pi} \int_{u_0}^{\infty} \frac{D_u(u', t)}{u' - u} du' \quad (17-1)$$

و از رابطه (۱۴-۱) داریم:

$$A_\ell^\delta(t) = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{\pi} \int_{s_0, u_0}^{\infty} [D_s(s', t) + \delta D_u(u', t)] Q_\ell(z') dz' \quad (18-1)$$

¹² Froissart – Gribov

این دامنه‌های علامت‌دار به صورت زیر به دامنه‌های فیزیکی مربوط می‌شوند:

$$A_\ell^+ = A_\ell(t) \quad \ell \text{ زوج}$$

$$A_\ell^- = A_\ell(t) \quad \ell \text{ فرد}$$

رفتار $Q_\ell(z)$ در ℓ های بزرگ به صورت زیر است:

$$Q_\ell(z) \xrightarrow{\ell \rightarrow \infty} e^{-\ell \xi(z)} \quad \text{و} \quad \xi(z) \equiv \log(z + \sqrt{z^2 - 1}) \quad (19-1)$$

بنابراین از (18-1) داریم:

$$A_\ell^\delta(t) \approx e^{-e \xi(z_0)} \quad \text{و} \quad z_0 > 1$$

ما از تصویر فرویسارت-گریبوف (18-1) برای تعریف $A_\ell^\delta(t)$ به ازای همه مقادیر ℓ استفاده

می‌کنیم، بنا بر قضیه کارلسون¹³، پیوستگی مقادیر صحیح مزبور منحصر به فرد است.

قضیه کارلسون

به فرض آن که رفتار $A(\ell)$ به ازای $\text{Re}(\ell) \geq 0$ به صورت $O(e^{k|\ell|})$ با $k < \pi$ است، اگر به

ازای $\ell = 0, 1, 2, \dots$ ، $A(\ell) = 0$ باشد آنگاه به ازای تمام ℓ ها $A(\ell) = 0$ خواهد بود.

بنابراین اگر به ازای $\ell = 0, 1, 2, \dots$ ، $A(\ell) \neq 0$ باشد، آنگاه مقادیر آن در تمام نقاط دیگر با

استفاده از مقادیر آن در نقاط صحیح تعیین می‌شود به شرطی که تابع به صورت $O(e^{k|\ell|})$ باشد.

¹³ Carlson

برای مثال تابع زیر که فقط در مقادیر صحیح l برابر تصویر فرویسارت - گریوف (۱۸-۱) است، کراندار نیست اما در $l \rightarrow \infty$ نوسانی است:

$$A_\ell(t) = A_\ell^{F.G.}(t) + F(t) \sin \pi \ell. \quad (20-1)$$

با تعریف $A_\ell(t)$ به ازای تمام مقادیر l می‌توانیم رابطه (۹-۱) را به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$(21-1)$$

$$A^\delta(s, t) = 16\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) A_\ell^\delta(t) p_\ell(z_t) = -\frac{16\pi}{2i} \int_c (2\ell+1) A_\ell^\delta(t) \frac{p_\ell(-z_t)}{\sin \pi \ell} d\ell$$

البته اگر در رابطه پاشیدگی به تفریق نیاز باشد رابطه (۱۸-۱) به ازای تمام مقادیر l تعریف نمی-

شود.

برای مثال اگر $D_s(s, t) \approx s^\alpha$ چون $Q_\ell(z) \approx z^{-\ell-1} \approx s^{-\ell-1}$ (۱۸-۱) فقط به ازای $l > \alpha$

همگرا است، زیرا:

$$\int_0^\infty s^\alpha s^{-\ell-1} ds = \frac{1}{\ell - \alpha}$$

رفتار توانی D_s ، یک قطب^{۱۴} در A_ℓ را ایجاد می‌کند.

برای مثال اگر دامنه پاره موج یک قطب در $l = \alpha(t)$ به شکل $A_\ell^\delta(t) \approx \frac{\beta(t)}{\ell - \alpha(t)}$ باشد می-

توانیم (۲۱-۱) را به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$A^\delta(s, t) = -\frac{16\pi}{2i} \int_{c_1} (2\ell+1) A_\ell^\delta(t) \frac{p_\ell(-z_t)}{\sin \pi \ell} d\ell - 16\pi(2\alpha(t)+1)\beta(t) \frac{p_{\alpha(t)}(-z_t)}{\sin[\pi\alpha(t)]} \quad (22-1)$$

¹⁴ Pole

چون $p_{\alpha(t)}(z) \approx z^{\alpha(t)}$ پس شکل مجانبی سهم قطب رچی در دامنه پراکندگی به صورت زیر می‌باشد:

$$A(s, t) \approx s^{\alpha(t)}$$

که در آن $\alpha(t)$ به مسیر رچی مشهور است.

از رابطه (۵-۱) پیش‌بینی می‌کنیم که مقطع دیفرانسیلی باید رفتار توانی به شکل زیر داشته باشد:

(۲۳-۱)

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx s^{2\alpha(t)-2} \quad \text{همچنین با استفاده از قضیه ایتیکی (۶-۱) مقطع کل پراکندگی کشسان}$$

به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\sigma_{tot}(s) \approx s^{\alpha(0)-1} \quad (۲۴-۱)$$

۳-۱ معرفی پامرون

اگر مسیر رچی $\alpha(t)$ را برحسب t رسم کنیم، خانواده‌هایی از ذرات را مشاهده می‌کنیم که می-

توانند در هر نقطه صحیحی در امتداد یک مسیر رچی تقریباً مستقیم قرار گیرند (شکل‌های ۳-۶) [2].

به طور تجربی داده‌های زیر برای مسیرهای رچی مختلف به ازای $t = 0$ به دست آمده است: