

Kajian Fungsi Gelombang Meson Vektor Difraktif: Perbandingan Profil Fungsi Gelombang Boosted Gaussian dan Gaus-LC

Study of Diffractive Vector Meson Wave Functions: A Comparison of Boosted Gaussian and Gaussian LC Wave Function Profiles

Chalis Setyadi¹

¹Department Fisika, Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam, Universitas Gadjah Mada, BLS
21 Yogyakarta, Indonesia 55281

Email: *chalis@mail.ugm.ac.id

Received: 03th February 2025; Revised: 10th March 2025; Accepted: 23th May 2025

Abstrak – Penelitian ini mengkaji pengaruh penggunaan fungsi gelombang meson vektor yang berbeda terhadap hasil perhitunganampang lintang dalam proses produksi meson pada hamburan difraktif energi tinggi. Kajian dilakukan dengan membandingkan dua fungsi gelombang meson vektor yang umum digunakan, yaitu boosted Gaussian dan Gaus-LC. Dengan menerapkan kedua fungsi gelombang tersebut pada perhitungan produksi meson vektor difraktif,ampang lintang total dan diferensial dibandingkan dengan data eksperimen HERA untuk memperoleh nilai optimum dari parameter bebas. Hasil penelitian menunjukkan bahwa perbedaan fungsi gelombang tidak terlalu berpengaruh terhadap gradien dan amplitudoampang lintang. Polaampang lintang diferensial sebagai fungsi energi cenderung menurun lebih cepat dibandingkan data eksperimen merupakan karakteristik dari fungsi gelombang yang perlu dikompensasi oleh komponen lain dalam suatu model agar dapat memberikan deskripsi data dengan baik.

Kata kunci: Boosted Gaussian; fungsi gelombang vektor meson; Gaus-LC; hamburan difraktif; HERA.

Abstract – In this work, we study the impact of using different vector meson wave functions on the cross-section of vector meson production in high energy diffractive scattering. We compare two commonly used vector meson wave functions, namely the boosted Gaussian and Gaus-LC. By applying these two wave functions to the diffractive vector meson production cross section, the total and differential cross sections are fitted with HERA data to obtain the best values of the free parameters. The results show that the application of different wave functions has no significant effect on the slope and amplitude of the cross-section. The differential cross section as a function of energy pattern, which tends to decrease more rapidly compared to the experimental data, is one of the features of the wave function that needs to be compensated by other components of a model to provide a good description of the data.

Keywords: Boosted Gaussian; vector meson wave function; Gaus-LC; diffractive scattering; HERA.

1. Pendahuluan

Produksi meson vektor (*vector meson*) dalam hamburan difraktif energi tinggi dapat memberikan banyak informasi mengenai berbagai fenomena dalam fisika partikel. Proses ini telah banyak dipelajari melalui eksperimen yang dilakukan di HERA (DESY), LHC (CERN), dan RHIC (BNL). Selain itu, produksi meson vektor juga akan menjadi salah satu topik yang akan dikaji di akselerator elektron-ion yang sedang dibangun di EIC [1].

Meson adalah partikel yang terdiri dari sepasang kuark (*quark*) dan antiquark yang terikat oleh gluon melalui interaksi kuat. Oleh karena itu, *Quantum Chromodynamics* (QCD) menjadi teori utama dalam studi proses ini. Istilah meson vektor merujuk pada karakteristik spin dan paritasnya, dengan meson vektor memiliki spin 1 dan paritas ganjil, sedangkan meson skalar memiliki spin 0 dan paritas genap.

Banyak studi tentang produksi meson dalam hamburan difraktif menunjukkan bahwa model dipol dapat menjelaskan sebagian besar data yang diperoleh dari HERA [2-6]. Dalam kerangka ini, tampang lintang (*cross section*) hamburan ditentukan oleh *overlap* antara fungsi gelombang meson vektor dan foton, serta amplitudo hamburan dipol. Fungsi gelombang foton dapat dihitung menggunakan *Quantum Electrodynamics* (QED), sedangkan fungsi gelombang meson yang bersifat *nonperturbative* memerlukan pendekatan berbasis model empiris. Untuk mendeskripsikan sebanyak mungkin data dari eksperimen fisika energi tinggi, berbagai model fenomenologis fungsi gelombang meson vektor telah diusulkan [2,4].

Dua model yang sering digunakan dalam kajian proses produksi meson difraktif adalah boosted Gaussian (BG) [7] dan Gaus-LC (GLC) [8]. Kedua model ini telah diterapkan dalam berbagai prediksi dan umumnya mampu mendeskripsikan data HERA (H1 dan ZEUS) dengan baik. Namun, keduanya umumnya tidak dapat mendeskripsikan data dengan baik pada nilai virtualitas foton Q^2 tinggi [9,11]. Salah satu kemungkinan penyebab deviasi ini adalah perilaku komponen longitudinal fungsi gelombang terhadap energi yang cenderung meningkat secara lambat seiring dengan bertambahnya Q^2 . Di sisi lain, terdapat beberapa sumber ketidakpastian dalam analisis produksi meson, seperti distribusi *color charge* profil target (dalam hal ini adalah proton), koreksi dari parameter *skewness*, koreksi dari kontribusi dari bagian real matriks- S (yang sering dikaitkan dengan odderon), serta model skala saturasi [4,5]. Oleh karena itu, melalui kajian ini akan dilihat apakah perbedaan antara model dan data tidak selalu harus dikaitkan dengan koreksi pada fungsi gelombang meson. Hal ini karena bisa jadi faktor-faktor ketidakpastian penghitungan tersebut juga dapat berpengaruh signifikan.

Studi ini mengkarakterisasi fungsi gelombang meson vektor BG dan GLC untuk memahami perilaku masing-masing model fungsi gelombang. Dengan demikian, jika terjadi ketidaksesuaian antara model dengan data, faktor penyebabnya dapat diidentifikasi dengan lebih jelas, baik yang berasal dari model fungsi gelombang itu sendiri maupun dari faktor lain yang perlu diperhitungkan. Diharapkan bahwa kajian ini akan menambah pemahaman terhadap karakter kedua model fungsi gelombang untuk dapat menghasilkan deskripsi data serta prediksi yang lebih akurat dalam pemodelan hamburan difraktif.

2. Metode

Pada bagian ini, akan dideskripsikan komponen-komponen dari tampang lintang hamburan, khususnya pada fungsi gelombang meson vektor dengan menggunakan model 'generik' dari amplitudo hamburan dipol yang digunakan. Deskripsi model generik tersebut akan diberikan dengan cukup singkat namun mulai dari dasar yang diharapkan mudah dipahami oleh pembaca yang belum terlalu mengenal hamburan difraktif. Penjelasan ini tidak akan terlalu rinci karena luasnya topik yang ingin disajikan. Pembaca dapat merujuk ke referensi lain untuk memahami lebih lanjut tentang tampang lintang dan proses penurunannya, seperti dalam [11-15].

2.1 Tampang lintang

Dalam pendekatan dipol, tumbukan antara *probe* (seperti lepton, misalnya elektron atau muon) dengan target proton merupakan proses yang terdiri dari dua langkah: pertama, lepton memancarkan foton (real atau virtual) yang berfluktuasi menjadi dipol kuark-antikuark, dan berikutnya, dipol tersebut menabrak target proton. Ketika foton yang dipancarkan memiliki $Q^2 = 0$ (foton real), proses ini disebut *photoproduction*, sedangkan jika foton yang dipancarkan memiliki $Q^2 > 0$ (foton virtual), proses ini disebut *electroproduction*. Kajian ini hanya akan membahas hamburan antara foton dan proton sebagai target, dengan foton dapat dihasilkan oleh partikel penghambur apa pun sesuai dengan eksperimen di HERA.

Ungkapan tampang lintang standar untuk produksi meson vektor difraktif oleh foton dari proton dalam pendekatan dipol dapat dinyatakan sebagai Persamaan (1) [9].

$$\frac{d\sigma_{T,L}^{\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp}}{dt} = \frac{1}{16\pi} \left| A_{T,L}^{\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp} \right|^2 (1 + \beta_{T,L}^2) R_g^2 \quad (1)$$

Dimana $A_{T,L}^{\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp}$ merepresentasikan amplitudo hamburan elastik untuk proses $\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp$ yang dapat dinyatakan secara eksplisit sebagai Persamaan (2).

$$A_{T,L}^{\gamma^{(*)}p \rightarrow Vp} = \int d^2\mathbf{r}_\perp \int d^2\mathbf{b}_\perp \int_0^1 \frac{dz}{4\pi} (\Psi_V^* \Psi)_{T,L} e^{-i[\mathbf{b}_\perp - (\frac{1}{2}-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta_\perp} A_{q\bar{q}}(x, r, b) \quad (2)$$

Pada Persamaan (2), V merupakan simbol dari meson vektor sedangkan $A_{q\bar{q}}(x, r, b)$ adalah amplitudo hamburan dipol kuark-antikuark. Simbol r menunjukkan jarak antar dipol. Dalam proses hamburan, dipol akan menabrak target proton kemudian mentransfer sejumlah momentum sehingga perbedaan antara momentum awal dan akhir proton adalah Δ . Nilai perbedaan momentum ini merupakan salah satu variabel penting yang diukur oleh detektor. Amplitudo tampang lintang juga dikarakterisasi oleh *impact parameter* b yang merupakan jarak dari posisi tumbukan ke titik pusat proton. Simbol $\gamma^{(*)}$ merujuk pada kemungkinan terlibatnya foton real (γ) atau foton virtual (γ^*) dalam proses tersebut. Selain besaran-besaran ini, tampang lintang juga bergantung pada x yang merupakan fraksi momentum longitudinal yang dibawa oleh parton (kuark atau gluon) relatif terhadap momentum proton induk. Nilai ini juga dapat menunjukkan energi proses hamburan. Proses dengan energi yang lebih tinggi menciptakan lebih banyak parton di dalam proton, menyebabkan momentum longitudinal proton terdistribusi pada lebih banyak parton. Akibatnya, semakin besar energi proses, semakin kecil nilai x . Biasanya, proses dengan $x < 0,01$ disebut sebagai *small- x physics* yang merupakan hamburan energi tinggi. Suku terakhir pada tampang lintang $(1 + \beta_{T,L}^2)R_g^2$ menunjukkan faktor koreksi yang tidak diperhitungkan di sini dan diasumsikan memiliki nilai total pada orde 1.

Seperti yang biasa digunakan dalam analisis hamburan energi tinggi, dalam kajian ini akan digunakan koordinat kerucut cahaya (*light cone coordinates*) untuk menyatakan vektor empat. Dalam sistem koordinat ini, suatu vektor empat $x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$ diungkapkan dalam notasi $x = (x^+, x^-, \mathbf{x}_\perp)$ dengan $x^\pm = (x^0 \pm x^1)/\sqrt{2}$ sedangkan $\mathbf{x}_\perp = (x^2, x^3)$ menunjukkan arah vektor tegak lurus terhadap arah gerak partikel (*transverse*). Definisi ini mengasumsikan bahwa partikel bergerak sepanjang arah x^1 . Menurut konvensi ini, simbol \mathbf{r}_\perp menunjukkan jarak transversal antara dipol kuark dan antikuark, sedangkan t didefinisikan sebagai kuadrat momentum transversal yang ditransfer ke target proton oleh foton Δ_\perp .

2.2 Fungsi gelombang meson vektor

Salah satu komponen utama dalam perhitungan tampang lintang hamburan difraktif adalah fungsi gelombang meson vektor. Kajian ini akan difokuskan pada satu jenis meson vektor yang datanya tersedia paling banyak di HERA, yaitu J/ψ . Seperti yang disebutkan sebelumnya, akan dibahas karakteristik dari fungsi gelombang: BG dan GLC. Alih-alih menyajikan bentuk rinci fungsi gelombang, akan disajikan secara singkat ungkapan *overlap* antara fungsi gelombang meson vektor dan foton. Untuk mengetahui lebih mendalam mengenai proses difraktif dan bentuk fungsi gelombang meson yang terlibat, pembaca dapat merujuk ke artikel lain seperti [16,17].

Overlap antara foton dan meson vektor dapat dinyatakan dalam Persamaan (3) dan (4).

$$(\Psi_V^* \Psi)_T = \frac{\hat{e}_f e N_c}{\pi z(1-z)} \left[m_f^2 K_0(\epsilon \mathbf{r}_\perp) \phi_T(\mathbf{r}_\perp, z) - (z^2 + (1-z)^2) \epsilon K_1(\epsilon \mathbf{r}_\perp) \partial_{r_\perp} \phi_T(r_\perp, z) \right] \quad (3)$$

$$(\Psi_V^* \Psi)_L = \frac{\hat{e}_f e N_c}{\pi} 2z(1-z) Q K_0(\epsilon r_\perp) \left[M_V \phi_L(r_\perp, z) + \delta \frac{m_f^2 - \nabla_{r_\perp}^2}{M_V z(1-z)} \phi_L(r_\perp, z) \right] \quad (4)$$

dengan T dan L masing-masing menunjukkan komponen transversal dan longitudinal dari fungsi gelombang, $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + m_f^2$, $N_c = 3$ merupakan jumlah *color*, $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$, $\nabla_r^2 = \frac{1}{r} \partial_r + \partial_r^2$ serta $M_V = 3,097$ GeV merupakan massa dari meson vektor J/ψ . Simbol z menunjukkan fraksi momentum yang dibawa oleh kuark relatif terhadap momentum foton, m_f adalah massa kuark yang terlibat (untuk J/ψ , kuark tersebut adalah *charm*), \hat{e}_f adalah muatan efektif kuark (untuk J/ψ , $\hat{e}_f = 2/3$) dan K_i adalah fungsi Bessel termodifikasi jenis kedua.

Perbedaan utama antara fungsi gelombang BG dan GLC dirangkum dalam fungsi skalar ϕ . Untuk GLC, fungsi skalar tersebut dinyatakan oleh Persamaan (5) dan (6).

$$\phi_T(r_\perp, z) = N_T z^2 (1-z)^2 \exp[-r_\perp^2 / 2R_T^2] \quad (5)$$

$$\phi_L(r_\perp, z) = N_L z(1-z) \exp[-r_\perp^2 / 2R_L^2] \quad (6)$$

Sedangkan untuk BG, bentuk fungsi skalarnya adalah

$$\phi_{T,L}(r_\perp, z) = N_{T,L} z(1-z) \exp \left[-\frac{2z(1-z)}{R^2} r_\perp^2 - \frac{m_f^2 R^2}{8z(1-z)} + \frac{m_f^2 R^2}{2} \right] \quad (7)$$

Parameter setiap fungsi gelombang yang digunakan dalam studi ini telah tercantum dalam [9]. Parameter-parameter ini diperoleh dengan melakukan *fitting* pada data *decay width* dan menggunakan asumsi bahwa normalisasi fungsi gelombang meson vektor bernilai satu. Studi lain yang juga mencari nilai parameter bebas fungsi skalar kedua fungsi gelombang adalah [18].

2.3 Amplitudo hamburan dipol

Komponen penting lain dalam perhitungan tampang lintang adalah amplitudo hamburan dipol. Dalam studi ini, digunakan pendekatan dipol yang bergantung pada *impact parameter*, sehingga amplitudo hamburan dipol dapat dinyatakan sebagai

$$A_{q\bar{q}}(x, r, b) = \sigma_0 \left(1 - e^{-\frac{r_{\perp}^2 Q_S^2(x, b)}{4} \ln \left[\frac{1}{r_{\perp}^2 \Lambda^2} + e \right]} \right) \quad (8)$$

Pada Persamaan (8), $\Lambda = 0,24 \text{ GeV}$ merupakan parameter *lambda QCD*, $\sigma_0 = 1 \text{ GeV}^{-2}$ adalah konstanta, sedangkan Q_S^2 adalah skala saturasi yang bergantung pada *impact parameter*. Skala ini menggambarkan dinamika pertumbuhan parton di dalam proton ketika mengalami saturasi dan merupakan batas daerah ketika dinamika non-linear mulai menjadi dominan. Skala saturasi tersebut mengikuti model McLerran-Venugopalan [19] termodifikasi yang bergantung pada *impact parameter* serta digunakan parameterisasi Golec-Biernat-Wüsthoff (GBW) [20].

Skala saturasi diberikan oleh Persamaan (9) [21,22].

$$Q_S^2(x, b) = X_0 \alpha_s(Q^2) \left(\frac{x}{x_0} \right)^\lambda T_p(b). \quad (9)$$

dengan parameter $x_0 = 3,10^{-3}$ dan $\lambda = 0,21$ merupakan parameter GBW yang nilainya dimodifikasi mengikuti hasil perhitungan dari [18]. Parameter bebas X_0 adalah parameter bebas tak berdimensi yang ditentukan melalui *fitting* dengan data HERA.

Profil proton $T_p(b)$ merepresentasikan distribusi muatan *color* di dalam proton sebagai target yang polanya mengikuti Persamaan (10) [24].

$$T_p(b) = \frac{1}{2\pi B_p} e^{-\frac{b_{\perp}^2}{2B_p}} \quad (10)$$

Nilai parameter $B_p = 4,5 \text{ GeV}^{-2}$ dipilih agar sesuai dengan gradien tampang lintang diferensial terhadap t dari data HERA. Profil proton tersebut menjadi faktor utama yang mengontrol gradien tampang lintang diferensial sebagai fungsi t . Untuk *QCD running coupling* digunakan persamaan standar satu-loop yaitu Persamaan (11).

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)} \quad (11)$$

dengan $\beta_0 = (11N_c - 2N_f)/12\pi$ dengan $N_f = 4$ adalah jumlah *flavor* yang terlibat. Nilai α_s dipilih bernilai konstan untuk daerah $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ seperti Persamaan (12).

$$\alpha_s(Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln \left(\frac{1}{\Lambda^2} \right)} \quad (12)$$

Dengan menggunakan seluruh komponen tampang lintang yang telah dijelaskan di atas, dilakukan *fitting* tampang lintang dengan data HERA pada Q^2 kecil (*photoproduction*) untuk mendapat nilai parameter bebas X_0 terbaik untuk tiap fungsi gelombang. Nilai parameter bebas terbaik tersebut kemudian digunakan untuk mendeskripsikan data HERA pada nilai Q^2 yang lebih besar (*electroproduction*) untuk membandingkan karakter dari tiap fungsi gelombang.

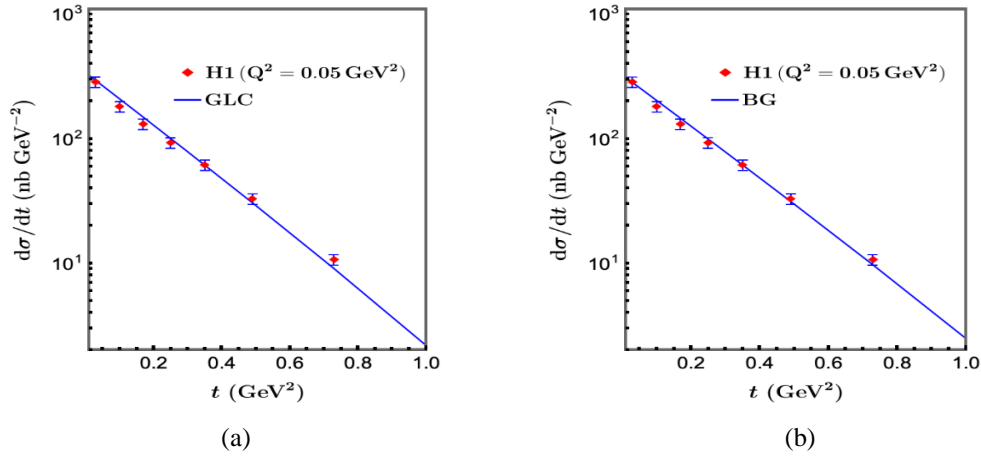
3. Hasil dan Pembahasan

Pada bagian ini akan disajikan hasil perhitungan numerik tampang lintang diferensial hamburan berdasarkan nilai optimum dari parameter bebas untuk setiap fungsi gelombang ketika *probe* pada proses *photoproduction*. Data ini dipilih karena memiliki pola gradien yang cukup jelas berupa eksponensial

dengan jumlah data 8, lebih banyak dari data yang lain. Berikutnya, akan ditunjukkan perilakuampang lintang diferensial dan total untuk kasus probe berupa foton virtual. Akan dibahas pula kontribusi bagian transversal dan longitudinal dariampang lintang total sebagai fungsi virtualitas foton Q^2 .

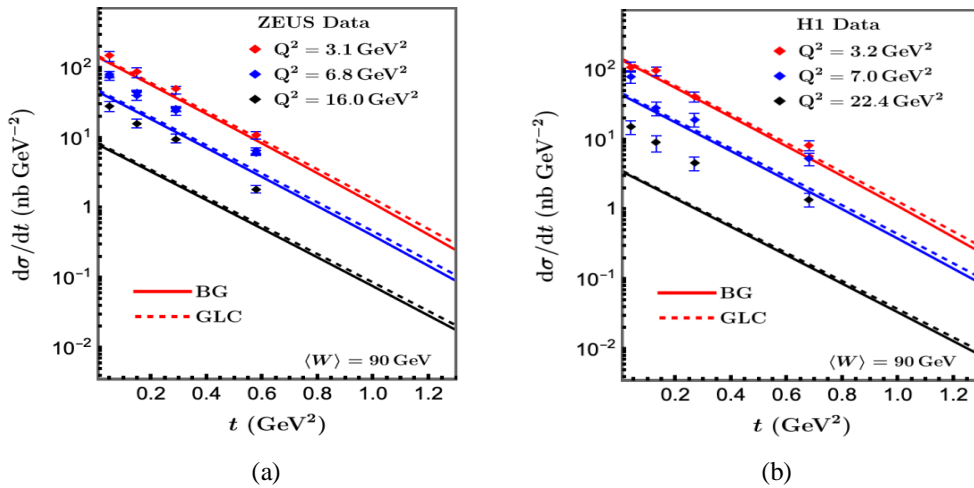
3.1 Hasil fitting dengan data photoproduction HERA

Pada Gambar 1 ditampilkan hasil perhitungan numerik dari *fitting*ampang lintang diferensial menggunakan model generik dengan dua fungsi gelombang yang berbeda, dibandingkan dengan data dari HERA (H1) pada $Q^2 = 0$ [25]. Data yang digunakan berasal dari H1 saja karena ZEUS tidak memiliki data untuk $Q^2 = 0$.



Gambar 1. Hasil *fitting* model dengan dataampang lintang diferensial dari data *photoproduction* HERA untuk fungsi gelombang (a) GLC dan (b) BG menggunakan parameter bebas terbaik untuk tiap fungsi gelombang.

Dari hasil *fitting*, diperoleh nilai parameter bebas terbaik untuk setiap fungsi gelombang, yaitu $X_{0,GLC} = 18$ dan $X_{0,BG} = 17$. Dengan menggunakan nilai parameter bebas terbaik tersebut, ditunjukkan bagaimana setiap fungsi gelombang mendeskripsikan data dari H1 dan ZEUS untuk $Q^2 > 0$, sebagaimana ditampilkan pada Gambar 2. Baik Gambar 1 maupun Gambar 2 menunjukkan bahwa kedua fungsi gelombang memiliki gradien dan amplitudoampang lintang diferensial yang hampir sama. Karena amplitudo diferensial dipengaruhi oleh nilai parameter bebas X_0 , sedangkan dari hasil *fitting* diperoleh nilai parameter bebas yang berbeda untuk kedua fungsi gelombang, maka adanya perbedaan kecil amplitudo antara BG dan GLC tersebut adalah suatu hal yang wajar. Hasil ini menunjukkan bahwa karakter kedua fungsi gelombang hampir sama dalam mendeskripsikanampang lintang diferensial.



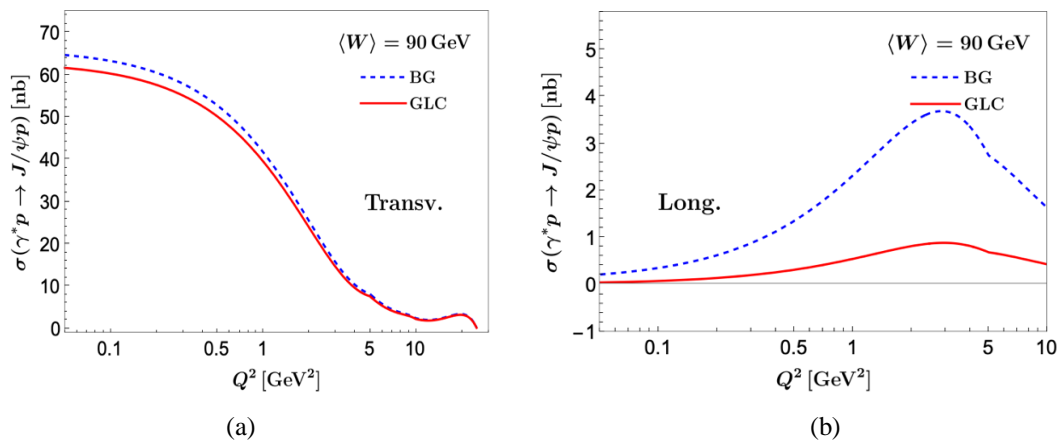
Gambar 2. Perbandingan deskripsi setiap fungsi gelombang dengan data HERA: (a) H1 dan (b) ZEUS terhadapampang lintang diferensial dalam proses *electroproduction* menggunakan parameter bebas terbaik untuk tiap fungsi gelombang.

Meskipun kedua fungsi gelombang memberikan hasil *fitting* yang serupa dalam mendeskripsikanampang lintang diferensial, perbedaan mendasar muncul dalam kontribusi longitudinal pada Q^2 tinggi. Hal ini dapat dijelaskan secara fisis dari dominasi medan longitudinal foton virtual yang semakin besar pada energi tinggi, serta keterkaitan model GLC dengan struktur parton dalam hadron yang lebih realistis dalam konteks QCD.

Salah satu karakter penting dari fungsi gelombang yang terlihat pada Gambar 2 adalah kecenderungan amplitudoampang lintang hasil perhitungan menurun lebih cepat dibandingkan dengan data eksperimen seiring bertambahnya nilai Q^2 . Hasil ini konsisten dengan studi sebelumnya, seperti [9,10,23], yang menunjukkan bahwa baik dengan GLC maupun BG, suatu model tidak mampu memberikan deskripsi data yang akurat pada nilai Q^2 tinggi.

3.2 Analisisampang lintang total dan rasioampang lintang

Untuk mengetahui lebih lanjut bagaimana hasilampang lintang diperoleh, akan dianalisa kontribusi dari komponen longitudinal dan transversal dari tiap fungsi gelombang padaampang lintang total. Hasil tersebut ditunjukkan pada Gambar 3 dengan variasi nilai Q^2 . Gambar tersebut menunjukkan perilaku fungsi gelombang yang cenderung didominasi komponen longitudinal pada Q^2 yang tinggi, sebagaimana yang diharapkan. Hal ini mudah difahami karena seperti yang terlihat pada Persamaan (4), komponen longitudinal merupakan fungsi linear dari Q . Fenomena ini dapat dijelaskan secara fisis dengan mempertimbangkan bahwa pada Q^2 tinggi, komponen longitudinal foton virtual semakin dominan. Dalam pendekatan QED, komponen longitudinal meningkat seiring dengan Q^2 karena berkaitan dengan faktor Q^2/M^2 . Oleh karena itu, dalam proses *photoproduction* ($Q^2=0$), hanya komponen transversal yang berkontribusi karena foton real tidak memiliki polarisasi longitudinal. Namun, dalam proses *electroproduction* ($Q^2>0$), muncul kontribusi longitudinal yang signifikan, sesuai dengan peningkatan medan listrik pada arah penjalaran foton virtual. Model GLC terlihat lebih baik dalam menangkap efek ini dibandingkan BG, sebagaimana ditunjukkan dalam hasil perhitungan.



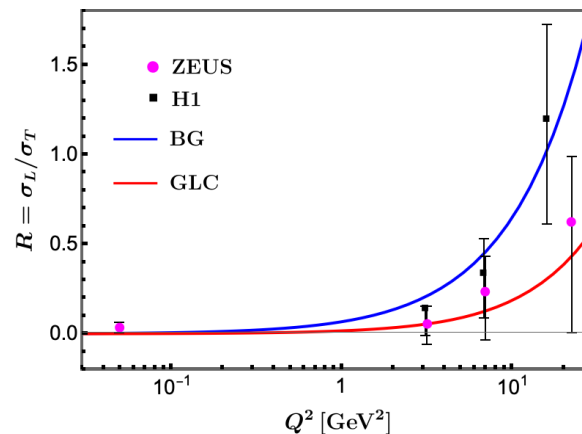
Gambar 3. Kontribusi masing-masing bagian dari fungsi gelombang untuk BG dan LC: (a) komponen transversal (Transv.) dan (b) komponen longitudinal (Long.) terhadapampang lintang total.

Kontribusi dari tiap komponen fungsi gelombang dianalisis lebih lanjut dengan mengidentifikasi rasio kontribusiampang lintang longitudinal terhadap transversal, yaitu $R=\sigma_L/\sigma_T$, sebagai fungsi Q^2 dan dibandingkan dengan data HERA [25]. Hasilnya ditunjukkan pada Gambar 4. Dataampang lintang total dari HERA diintegrasikan terhadap t hingga 5 GeV^2 , sementara perhitungan model dalam studi ini hanya diintegrasikan hingga 1.2 GeV^2 . Meskipun batas atas integral berbeda, karena kontribusi dari $t > 1 \text{ GeV}^2$ sangat kecil, sebagaimana terlihat pada Gambar 1 dan 2, maka dapat diasumsikan bahwa kontribusi dari $t > 1 \text{ GeV}^2$ terhadapampang lintang dapat diabaikan. Selain itu, pola *diffraktif dip* yang umumnya muncul pada $t > 1 \text{ GeV}^2$ untuk proses dengan target proton [26] juga diasumsikan memiliki kontribusi yang kecil.

Dari Gambar 4 dapat dilihat bahwa untuk nilai Q^2 yang lebih besar dari 10 GeV^2 , rasio R mulai melebihi 1, yang menunjukkan bahwa komponen longitudinal mendominasi. Seperti yang telah ditunjukkan, fungsi gelombang BG secara konsisten memberikan nilai yang lebih tinggi dibandingkan data HERA, sementara fungsi gelombang LC memberikan deskripsi yang lebih baik terhadap data, dengan tetap

berada dalam rentang 1σ dari margin kesalahan untuk hampir semua nilai Q^2 . Oleh karena itu, dapat dikatakan bahwa dalam mendeskripsikan data penampang lintang diferensial, kedua fungsi gelombang memiliki kemampuan yang setara. Namun, untuk rasio kontribusi longitudinal terhadap transversal, GLC memberikan deskripsi yang lebih baik dibandingkan BG.

Dominasi komponen longitudinal pada Q^2 tinggi sejalan dengan sifat foton virtual dalam QED serta evolusi distribusi parton dalam QCD. Model GLC lebih baik dalam menangkap tren ini dibandingkan BG, yang cenderung menghasilkan nilai R lebih tinggi daripada data eksperimen. Hal ini menunjukkan bahwa GLC lebih baik dalam mendeskripsikan kontribusi longitudinal terhadap tampang lintang total.



Gambar 4. Rasio antara komponen longitudinal dan transversal dari tampang lintang total (R) untuk setiap fungsi gelombang yang dibandingkan dengan data HERA (H1 dan ZEUS).

4. Kesimpulan

Analisis terhadap perilaku tampang lintang diferensial dan total pada hamburan difraktif telah dilakukan dengan menggunakan dua fungsi gelombang yang berbeda, yaitu GLC dan BG. Nilai parameter bebas X_0 terbaik yang diperoleh dari hasil *fitting* dengan data HERA adalah 17 untuk BG dan 18 untuk GLC. Karena parameter bebas ini mengontrol amplitudo tampang lintang diferensial terhadap t , maka bisa difahami bahwa kedua model menghasilkan amplitudo tampang lintang yang tidak sama persis. Diketahui pula bahwa gradien tampang lintang diferensial tidak sensitif terhadap perubahan parameter bebas ini karena gradien tersebut lebih didominasi oleh karakter profil target. Dari hasil analisis yang dilakukan, dapat diamati bahwa semua fungsi gelombang menghasilkan gradien dan amplitudo yang hampir serupa untuk tampang lintang diferensial. Kedua model cenderung memberikan nilai amplitudo tampang lintang diferensial yang lebih kecil dibandingkan data pada daerah Q^2 yang besar, dengan deviasi yang semakin meningkat seiring bertambahnya Q^2 . Hal ini dapat mengindikasikan bahwa fungsi gelombang mungkin perlu dimodifikasi, khususnya dalam kebergantungannya terhadap Q^2 . Namun, dalam hal kemampuan mendeskripsikan rasio kontribusi bagian longitudinal terhadap transversal pada tampang lintang total, GLC memiliki kemampuan lebih baik daripada BG. Perlu dilakukan kajian lebih lanjut dengan melakukan komparasi antara model dengan data yang lebih banyak untuk menentukan manakah model fungsi gelombang yang lebih baik.

Analisis serupa telah dilakukan dalam studi lain dengan menggunakan model tampang lintang dan penggunaan *QCD running coupling* yang berbeda. Hasil tersebut menunjukkan bahwa kopling QCD juga dapat menjadi salah satu sumber deviasi yang teramati. Selain itu, karena dalam studi ini faktor koreksi tampang lintang diabaikan, sebaiknya untuk penelitian selanjutnya perlu untuk memasukkan faktor koreksi guna meningkatkan akurasi model.

Pustaka

- [1] Accardi, A., Albacete, J. L., Anselmino, M., Armesto, N., Aschenauer, E. C., Bacchetta, A., Boer, D., Brooks, W. K., Burton, T., Chang, N.-B., Deng, W.-T., Deshpande, A., Diehl, M., Dumitru, A., Dupré, R., Ent, R., Fazio, S., Gao, H., Guzey, V., ... Zheng, L. (2016). Electron-Ion Collider: The next QCD

- frontier: Understanding the glue that binds us all. *The European Physical Journal A*, 52(9), 268. <https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16268-9>.
- [2] S. Acharya, et al. [ALICE], Energy dependence of exclusive J/ψ photoproduction off protons in ultra-peripheral p-Pb collisions at $\sqrt{s}=5.02$ TeV, *The European Physical Journal C* **79**, no.5, 402 (2019), doi:10.1140/epjc/s10052-019-6816-2, [arXiv:1809.03235 [nucl-ex]].
- [3] L. Frankfurt, V. Guzey, A. Stasto and M. Strikman, Selected topics in diffraction with protons and nuclei: past, present, and future, *Reports on Progress in Physics* **85**, no.12, 126301 (2022), doi:10.1088/1361-6633/ac8228, [arXiv:2203.12289 [hep-ph]].
- [4] S. Acharya, et al. [ALICE], Coherent J/ψ and ψ' photoproduction at midrapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV, *The European Physical Journal C* **81**, no.8, 712 (2021), doi:10.1140/epjc/s10052-021-09437-6, [arXiv:2101.04577 [nucl-ex]].
- [5] L. Frankfurt, M. Strikman and C. Weiss, Small- x physics: From HERA to LHC and beyond, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **55**, 403-465 (2005), doi:10.1146/annurev.nucl.53.041002.110615, [arXiv:hep-ph/0507286 [hep-ph]].
- [6] G. Iacobucci, Diffractive phenomena, *International Journal of Modern Physics A* **17**, 3204-3219 (2002), doi:10.1142/S0217751X02012697, [arXiv:hep-ex/0111079 [hep-ex]].
- [7] Nemchik, J., Nikolaev, N. N., & Zakharov, B. G. (1994). Scanning the BFKL pomeron in elastic production of vector mesons at HERA. *Physics Letters B*, **341** (2), 228–237. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(94\)90314-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)90314-X).
- [8] H. Kowalski and D. Teaney, An Impact parameter dipole saturation model, *Physical Review D* **68** (2003), 114005, doi:10.1103/PhysRevD.68.114005.
- [9] Kowalski, H., Motyka, L., & Watt, G. (2006). Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture. *Physical Review D*, **74** (7), 074016. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.074016>.
- [10] Bendova, D., Cepila, J., & Contreras, J. G. (2019). Dissociative production of vector mesons at electron-ion colliders. *Physical Review D*, **99** (3), 034025. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.034025>.
- [11] Wüsthoff, M., & Martin, A. D. (1999). The QCD description of diffractive processes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 25(12), R309–R344. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/25/12/201>.
- [12] Watt, G., & Kowalski, H. (2008). Impact parameter dependent color glass condensate dipole model. *Physical Review D*, **78** (1), 014016. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.014016>.
- [13] Pennington, M. R. (2016). Evolving images of the proton: Hadron physics over the past 40 years. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **43** (5), 054001. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/5/054001>.
- [14] Pancheri, G., & Srivastava, Y. N. (2017). Introduction to the physics of the total cross section at LHC: A review of data and models. *The European Physical Journal C*, **77** (3), 150. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4585-8>.
- [15] Jenkovszky, L., Schicker, R., & Szanyi, I. (2018). Elastic and diffractive scattering in the LHC era. *International Journal of Modern Physics E*, **27** (08), 1830005. <https://doi.org/10.1142/S0218301318300059>.
- [16] Laget, J. M. (2020). Exclusive Meson Photo- and Electro-production, a Window on the Structure of Hadronic Matter. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **111**, 103737. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2019.103737>.
- [17] Frankfurt, L., Guzey, V., Stasto, A., & Strikman, M. (2022). Selected topics in diffraction with protons and nuclei: Past, present, and future. *Reports on Progress in Physics*, **85** (12), 126301. <https://doi.org/10.1088/1361-6633/ac8228>.
- [18] Mäntysaari, H., & Zurita, P. (2018). In depth analysis of the combined HERA data in the dipole models with and without saturation. *Physical Review D*, **98** (3), 036002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.036002>.
- [19] McLerran, L., & Venugopalan, R. (1994). Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei. *Physical Review D*, **49** (5), 2233–2241. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.49.2233>.
- [20] Golec-Biernat, K., & Wüsthoff, M. (1999). Saturation in diffractive deep inelastic scattering. *Physical Review D*, **60** (11), 114023. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.60.114023>.

- [21] Iancu, E., & Venugopalan, R. (2004). The Color Glass Condensate and High Energy Scattering in QCD. *Quark–Gluon Plasma* 3. January 2004, 249–363 (pp. 249–363). https://doi.org/10.1142/9789812795533_0005.
- [22] Iancu, E., & Rezaeian, A. H. (2017). Elliptic flow from color-dipole orientation in pp and pA collisions. *Physical Review D*, **95** (9), 094003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.094003>.
- [23] Boer, D., & Setyadi, C. (2023). Probing gluon GTMDs through exclusive coherent diffractive processes. *The European Physical Journal C*, **83** (10), 890. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-12040-6>.
- [24] Mäntysaari, H., & Schenke, B. (2018). Confronting the impact parameter dependent JIMWLK evolution with HERA data. *Physical Review D*, **98** (3), 034013. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.034013>.
- [25] The H1 Collaboration. (2006). Elastic J/ψ production at HERA. *The European Physical Journal C*, **46** (3), 585–603. <https://doi.org/10.1140/epjc/s2006-02519-5>.
- [26] F. Salazar and B. Schenke, Diffractive dijet production in impact parameter dependent saturation models, *Physical Review D* **100** (2019) no.3, 034007, doi:10.1103/PhysRevD.100.034007.