

UNIVERSITAS INDONESIA

**INVESTIGASI RESONAN NUCLEON PADA FOTOPRODUKSI
KAON ELEMENTER**

SKRIPSI

M. JAUHAR KHOLILI

0806315420

**FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM
PROGRAM STUDI S1 FISIKA
PEMINATAN FISIKA NUKLIR DAN PARTIKEL
DEPOK
Juni 2012**

UNIVERSITAS INDONESIA

**INVESTIGASI RESONAN NUCLEON PADA FOTOPRODUKSI
KAON ELEMENTER**

SKRIPSI

Diajukan sebagai salah satu syarat untuk memperoleh gelar sarjana

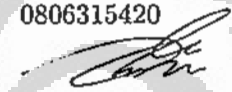
M. JAUHAR KHOLILI

0806315420

**FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM
PROGRAM STUDI S1 FISIKA
PEMINATAN FISIKA NUKLIR DAN PARTIKEL
DEPOK
Juni 2012**

HALAMAN PERNYATAAN ORISINALITAS

Skripsi ini adalah hasil karya saya sendiri,
dan semua sumber baik yang dikutip maupun yang dirujuk
telah saya nyatakan dengan benar.

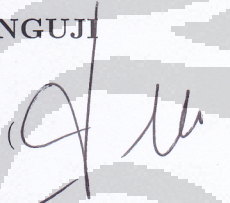
Nama : M. Jauhar Kholili
NPM : 0806315420
Tanda tangan : 
Tanggal : 6 Juni 2012

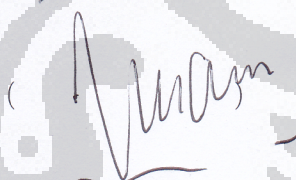
HALAMAN PENGESAHAN


Skripsi ini diajukan oleh :
Nama : M. Jauhar Kholili
NPM : 0806315420
Program Studi : S1 Fisika
Judul Skripsi : Inverstigasi Resoan Nukleon pada Fotoproduksi Kaon
Elementer

Telah berhasil dipertahankan di hadapan Dewan Penguji dan diterima sebagai bagian persyaratan yang diperlukan untuk memperoleh gelar sarjana Sains pada Program Studi S1 Fisika, Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam, Universitas Indonesia

DEWAN PENGUJI

Pembimbing I : Prof. Dr. Terry Mart ()

Penguji I : Dr. Imam Fachruddin ()

Penguji II : Dr. Anto Sulaksono ()

Ditetapkan di : Depok
Tanggal : 6 Juni 2012

**HALAMAN PERNYATAAN PERSETUJUAN PUBLIKASI
TUGAS AKHIR UNTUK KEPENTINGAN AKADEMIS**

Sebagai sivitas akademik Universitas Indonesia, saya yang bertanda tangan di bawah ini;

Nama : M. Jauhar Kholili
NPM : 0806315420
Program Studi : S1 Reguler
Departemen : Fisika
Peminatan : Fisika Nuklir dan Partikel
Fakultas : Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam
Jenis Karya : Skripsi


demikian pengembangan ilmu pengetahuan, menyetujui untuk memberikan kepada Universitas Indonesia Hak Bebas Royalti Noneksklusif (*Non-exclusive Royalty Free Right*) atas karya ilmiah saya yang berjudul :

Investigasi Resonan Nucleon pada Fotoproduksi Kaon Elementer

berserta perangkat yang ada (jika diperlukan). Dengan Hak Bebas Royalti Noneksklusif ini Universitas Indonesia berhak menyimpan, mengalihmedia/formatkan, mengelola dalam bentuk pangkalan data (*database*), merawat, dan memublikasikan tugas akhir saya selama tetap mencantumkan nama saya sebagai penulis/pencipta dan sebagai pemilik Hak Cipta.

Demikian Pernyataan ini saya buat dengan sebenarnya.

Depok, 29 Juni 2012


M. Jauhar Kholili

ABSTRAK

Nama : M. Jauhar Kholili
Program Studi : S1 Fisika
Judul Skripsi : Investigasi Resonan Nukleon pada Fotoproduksi Kaon
Elementer

Keberadaan resonansi nukleon yang hilang dapat dicari dengan menggunakan produksi elektromagnetik dari kaon pada total energi c.m. sampai dengan 2,2 GeV. Penelitian ini didasarkan pada model isobar dan menemukan bahwa resonansi nukleon tertentu sangat diperlukan untuk menjelaskan beberapa proses hamburan. Resonan-resonan nukleon $S_{11}(1650)$, $D_{13}(2080)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $S_{11}(2090)$, $P_{11}(2100)$, $P_{11}(1840)$, resonan meson $K^*(892)$, dan resonan hyperon $S_{01}(1800)$, $S_{01}(1810)$ dilibatkan untuk perhitungan dalam penelitian ini.

Hasil perhitungan dengan melibatkan resonan-resonan ini menunjukkan hasil kecocokan yang dengan data. Sesuai dengan penelitian sebelumnya [17], dengan sangat kecilnya kontribusi dari resonan $P_{11}(1710)$, maka dapat dikatakan bahwa resonan ini tidak harus digunakan untuk mereproduksi data dengan baik. Hasil dari penelitian ini menguatkan hasil penelitian dari grup Bonn-Gatchina [10,11,12] bahwa penyertaan dari resonan $P_{13}(1900)$ dan $P_{11}(1840)$ memperbaiki nilai dari χ^2 dengan cukup signifikan. Khususnya untuk resonan $P_{13}(1900)$ mempunyai kontribusi yang sangat penting untuk mereproduksi data polarisasi C_x dan C_z [15].

Kata kunci:

Resonansi Nukleon, Model Isobar

ABSTRACT

Name : M. Jauhar Kholili
Program : Undergraduate Physics
Title : Investigation of Nukleon Resonances on Elementary Kaon
Photoproduction

Recently, it has been realized that the constituent quark models predict much more nucleon resonance states than that found in the pion-nucleon scattering and recorded in the Particle Data Book. Those resonances missing in the Particle Data Book are later called as missing resonances. We have searched for the existence of these missing nucleon resonances by using electromagnetic production of kaon at total c.m. energies from threshold up to 2.2 GeV. Employing the diagrammatic techniques called isobar model, the scattering amplitude of $p(\gamma, K^+)\Lambda$ has been derived with the coupling constants being determined phenomenologically by a least-squares fit to the available experimental data. It is found that certain nucleon resonances are strongly needed to explain the process.

Born terms meson-baryon interaction are included in the model via nucleon intermediate state in the s - and u -channels and meson exchanges in the t -channel amplitude. The nucleon resonances $S_{11}(1650)$, $D_{13}(2080)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $S_{11}(2090)$, $P_{11}(2100)$, $P_{11}(1840)$, meson resonances $K^*(892)$, and hyperon resonances $S_{01}(1800)$, $S_{01}(1810)$ are taken into account explicitly in the calculation. Comparison between the extracted resonance parameters and those of the quark models shows a good agreement with experimental data. Similar with previous study [17], we do not find any compelling requirement for including the $P_{11}(1710)$ state in order to reproduce the experimental $p(\gamma, K^+)\Lambda$ data.

Our result corroborates the claim of Bonn-Gatchina group [10,11,12] on the importance of $P_{13}(1900)$ and $P_{11}(1840)$ states in improving the χ^2 . Especially for $P_{13}(1900)$, its contribution is very important to reproduce the C_x and C_z data [15].

Key words:

Nucleon resonances, Isobar Model

KATA PENGANTAR

Puji syukur saya panjatkan kehadirat Allah SWT, karena atas anugerah, kasih sayang dan ridho-Nya, saya dapat menyelesaikan skripsi ini dengan lancar dan tepat waktu. Skripsi ini ditulis untuk melengkapi persyaratan mendapatkan gelar sarjana sains dalam bidang Fisika pada Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam. Saya menyadari banyaknya kekurangan pada karya saya ini, maka segala kritik, masukan selalu saya tunggu untuk dapat memperbaiki karya ini dan dapat menghasilkan sesuatu yang lebih berguna. Dalam menyelesaikan skripsi ini banyak pihak telah memberikan berbagai bantuannya. Maka saya mengucapkan terimakasih kepada:

1. Prof. Dr. Terry Mart selaku dosen pembimbing yang telah memberikan banyak pemikirannya, meluangkan waktu, memotivasi, doa dan kesabarannya untuk membimbing saya dalam menyusun skripsi sehingga skripsi ini dapat selesai dengan baik. Terima kasih banyak untuk selalu menanamkan filosofi hidup untuk selalu bekerja keras lebih dari yang orang lain lakukan. Semoga saya dapat mengaplikasikan filosofi tersebut dalam seumur hidup saya.
2. Dr. Imam Fachruddin dan Dr. Anto Sulaksono selaku penguji I dan penguji II atas diskusi dalam penyelesaian tugas akhir ini.
3. Bapak Ibuk, kedua kakak serta keluarga tercinta yang telah memberikan motivasi yang besar, kasih sayang, doa-doa, perhatian, dan mengajarkan banyak hal tentang bagaimana cara yang benar untuk menghadapi kehidupan ini. Selesaiannya skripsi ini juga tidak lepas dari semangat saya untuk dapat membahagiakan bapak dan Ibuk, serta semampu mungkin membuat Bapak dan Ibuk tidak kecewa.
4. Sahabat-sahabat dekat saya Rima Andriyani, M. Ridotu Solichin, M. Burhan Abidin yang selalu membagi semangatnya sehingga saya dapat menghadapi segala rintangan dan memberikan waktunya disaat saya perlu untuk berbagi.
5. rekan satu bimbingan Anggun Komala Sari dan Nurhadiansyah yang mene mani dalam setiap tahap suka duka dalam menyelesaikan skripsi ini. Terima kasih atas segala bantuan, dan nasehat-nasehatnya.
6. Rekan-rekan Grup Teori, Fahmi Maulida yang sering menjadi tempat untuk bertanya fortran dan latex, Richard dan Saras yang selalu menjadi teman yang

menghangatkan suasana di lab teori, Aziz Adi Suyono yang sering menjadi tempat untuk bertanya tentang teori-teori dasar, serta terima kasih untuk bantuannya selama perkuliahan untuk Rahadian, Farid dan Agmal.

7. Rekan-rekan di departemen Fisika terutama Chrisnawaty Sirait, dan Susiana Sidabutar yang selalu menjadi teman diskusi untuk menyelesaikan masalah-masalah akademik maupun tugas-tugas pada mata kuliah dasar, serta kak Syahril yang telah bersedia memberikan format latex yang disusunnnya untuk pembuatan skripsi saya. Terima kasih juga kepada rekan-rekan Fisika untuk segala kenangannya.
8. Rekan-rekan kos Riko Adi Prasetya, Harnoko Dwi Yogo, Helmi Dadang, Gilang Bisma, Dwi Laksono, Tegar Pradana, Ardian Heru yang memberikan semangatnya dan menjadi rekan yang sangat baik untuk menghilangkan stress setelah pulang dari kampus.
9. Kak Andy O. Latief yang memberikan masukan untuk memilih peminatan dan memberikan pertimbangan dalam memilih topik tugas akhir.
10. Guru-guru saya saat SD, SMP, SMA yang selalu memberikan kesabarannya dalam membagikan ilmunya untuk saya terutama Ibu Purwaningsih yang mengenalkan saya indahnya Fisika, Ibu Juyati yang atas kepercayaanya membangun semangat berkompetisi saya, dan Ibu Sudarmi, Ibu Sriani, Ibu Wagiyartini yang membangun dasar-dasar logika fisika saya.
11. Semua pihak yang tidak dapat disebutkan di sini atas dukungan dan doa kepada penulis selama penyelesaian tugas akhir ini.

Akhir kata saya berdoa agar Allah SWT berkenan membalas segala kebaikan semua pihak yang telah membantu dalam pengerjaan skripsi ini. Semoga skripsi ini membawa manfaat bagi pengembangan ilmu Fisika dan saya dapat mengembangkan skripsi ini menjadi lebih lengkap dan lebih baik kedepanya.

Depok, 8 Maret 2012

M. Jauhar Kholili

DAFTAR ISI

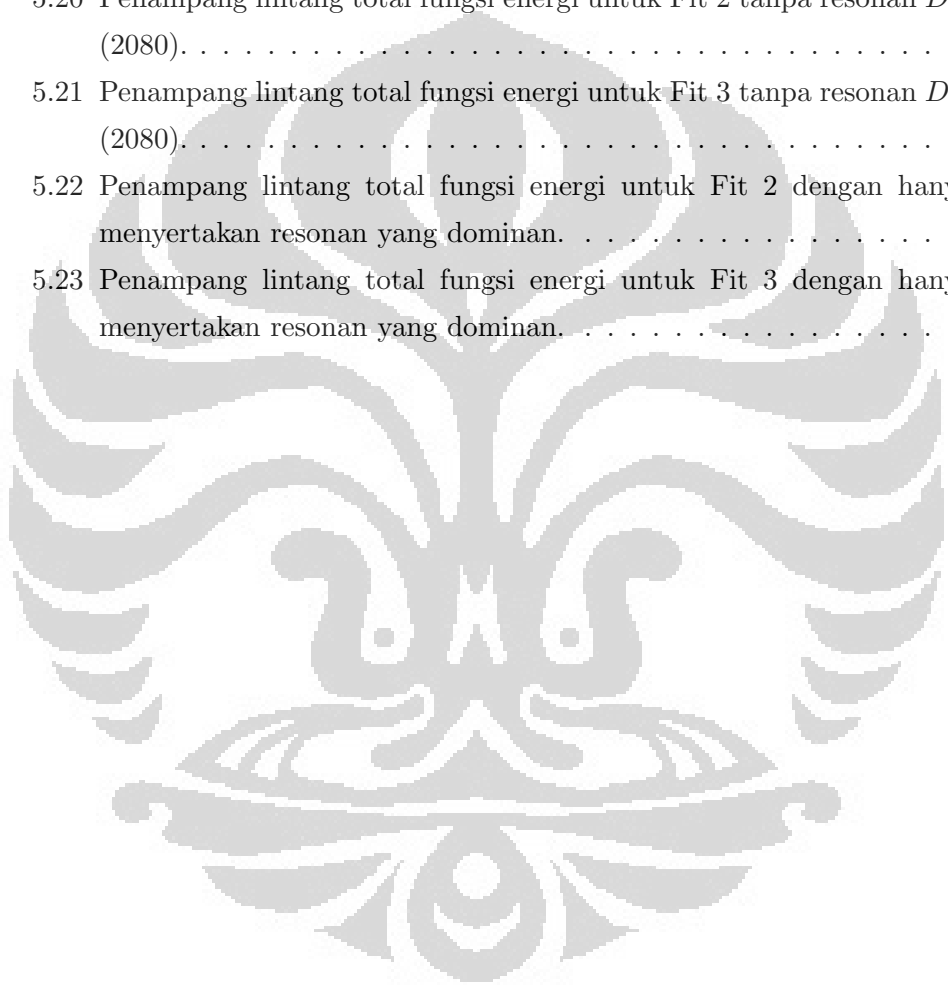
HALAMAN PERNYATAAN ORISINALITAS	iii
HALAMAN PENGESAHAN	iv
HALAMAN PERNYATAAN PERSUTUJUAN PUBLIKASI	v
ABSTRAK	vi
KATA PENGANTAR	viii
DAFTAR ISI	x
DAFTAR GAMBAR	xiii
1 PENDAHULUAN	1
1.1 Latar Belakang	1
1.2 Perumusan masalah	3
1.3 Metode Penelitian	4
1.4 Tujuan Penelitian	4
2 MODEL ISOBAR	5
2.1 Penjelasan Singkat tentang Model Isobar	5
2.1.1 Diagram Feynman	5
2.1.2 Amplitudo Nonresonan	6
2.1.3 Amplitudo Resonan	7
2.1.4 Faktor Bentuk Hadronik	9
2.1.5 Kinematika	9
2.2 Kelebihan Model Isobar	11
2.3 Kekurangan Model Isobar untuk Fotoproduksi Kaon	12
3 METODE	13
3.1 Metode Perhitungan	13
3.2 Resonan-resonan	13
3.3 Data	14
3.4 Metode Fit Data	14
4 HASIL	16

5	PEMBAHASAN	32
5.1	Ulasan Ketiga Fit	32
5.1.1	Fit 1 dengan 3166 Data	32
5.1.2	Fit 2 dengan 3566 data	37
5.1.3	Fit 3 dengan 3566 data	43
5.1.4	Perbandingan Ketiga Fit	47
5.2	Kontribusi Resonan-Resonan untuk Ketiga Fit	48
5.2.1	Resonan Nukleon $S_{11}(1650)$	48
5.2.2	Resonan Nukleon $P_{13}(1720)$	49
5.2.3	Resonan Nukleon $P_{13}(1900)$	49
5.2.4	Resonan Nukleon $P_{11}(1840)$	50
5.2.5	Resonan Nukleon $D_{13}(2080)$	50
5.2.6	Superposisi Resonan-Resonan	51
6	KESIMPULAN	61
	DAFTAR ACUAN	62
7	LAMPIRAN	63
7.1	Teori Gangguan Non-relativistik	63
7.2	Penerapan Diagram Feynman	64

DAFTAR GAMBAR

4.1	$\Delta\chi^2$ bila salah satu resonan tidak disertakan dalam perhitungan, merah untuk fit 1, hijau untuk fit 2, dan biru fit 3	19
4.2	Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 1.	20
4.3	Penampang lintang differensial fungsi sudut untuk Fit 1.	21
4.4	Penampang lintang differensial fungsi energi untuk Fit 1.	22
4.5	Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2.	22
4.6	Penampang lintang differensial fungsi sudut untuk Fit 2.	23
4.7	Penampang lintang differensial fungsi energi untuk Fit 2.	24
4.8	Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi untuk Fit 2.	25
4.9	Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut Fit 2.	26
4.10	Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 3.	27
4.11	Penampang lintang differensial fungsi sudut untuk Fit 3.	28
4.12	Penampang lintang differensial fungsi energi untuk Fit 3.	29
4.13	Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi untuk Fit 3.	30
4.14	Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut untuk Fit 3.	31
5.1	Penampang lintang total fungsi energi.	51
5.2	Penampang lintang differensial fungsi energi.	52
5.3	Penampang lintang differensial fungsi energi.	52
5.4	Penampang lintang differensial fungsi energi.	52
5.5	Penampang lintang differensial fungsi sudut.	53
5.6	Penampang lintang differensial fungsi sudut.	53
5.7	Penampang lintang differensial fungsi sudut.	53
5.8	Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi.	54
5.9	Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi.	55
5.10	Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi.	55
5.11	Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut.	56
5.12	Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut.	56
5.13	Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut.	56
5.14	Kontribusi masing-masing resonan terhadap penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 1.	57
5.15	Kontribusi masing-masing resonan terhadap penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2.	57

5.16	Kontribusi masing-masing resonan terhadap penampang lintang total fungsi energi Fit 3.	58
5.17	Plot penampang lintang total fungsi energi yang tidak menyertakan resonan $S_{11}(1650)$	58
5.18	Plot penampang lintang total fungsi energi yang tidak menyertakan resonan $P_{13}(1900)$	59
5.19	Plot penampang lintang total fungsi energi yang tidak menyertakan resonan $P_{11}(1840)$	59
5.20	Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2 tanpa resonan $D_{13}(2080)$	59
5.21	Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 3 tanpa resonan $D_{13}(2080)$	60
5.22	Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2 dengan hanya menyertakan resonan yang dominan.	60
5.23	Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 3 dengan hanya menyertakan resonan yang dominan.	60



BAB 1

PENDAHULUAN

1.1 Latar Belakang

Pengembangan dari akselerator dan detektor berkembang dengan sangat cepat pada awal abad ke-20. Penemuan *cyclotron* yang diikuti dengan pengembangan *synchrotron* dan penguasaan teknik pemfokusan magnet yang dapat digunakan untuk mengurung partikel pada pipa melingkar dengan magnet terfokus individual. Pengembangan dari akselerator yang semakin canggih juga diikuti dengan pengembangan detektor partikel, yaitu dengan ditemukannya detektor bilik gelembung (*bubble chamber*) yang sangat penting untuk menemukan partikel baru, selain itu pada masa itu juga telah dapat dikembangkan detektor bilik hamburan (*spark chamber*)

Berawal dari awal 1950an, peneliti mulai menemukan partikel dengan keadaan yang memiliki waktu hidup sangat singkat dibandingkan partikel-partikel yang ditemukan sebelumnya. Karena lebar (*width*) total dari keadaan partikel jenis ini berorde sekitar 100 MeV maka dengan prinsip ketidakpastian Heisenberg yang dapat ditulis sebagai $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, maka dapat disimpulkan bahwa waktu hidupnya berorde 10^{-23} detik. Untuk keadaan dengan waktu hidup sesingkat itu vertex dari produksi dan peluruhan tidak akan bisa dipisahkan, berapapun kecepatan dari partikelnya. Sejalan dengan kenaikan energi hamburan, dan terbombardirnya target nuklir dengan probe yang berbeda-beda, maka akan memunculkan semakin banyak puncak yang muncul pada penampang lintang. Penyelidikan tentang sifat-sifat dari resonan-resonan menjadi salah satu area mayor dari riset nuklir yang dimulai sejak tahun 1950an. Informasi tentang resonan-resonan dan rating dari resonan yang telah diklaim ditemukan dapat dilihat pada Buku Data Partikel.

Pengetahuan tentang Kaon sangat kurang memadai dibandingkan dengan dengan pengetahuan tentang pion yang masih satu keluarga dalam SU(3). Hal ini disebabkan karena massa yang lebih berat dan sifat *strangeness intrinsic* dari kaon sehingga reaksi yang melibatkan kaon menjadi begitu rumit dibandingkan dengan reaksi yang melibatkan pion. Tetapi ada keuntungan yang dapat diambil karena dengan bertambahnya derajat kebebasan oleh *strangeness* dapat memberikan informasi tambahan yang tidak dapat diketahui dengan pengetahuan tentang reaksi nukleon dan pion. Karena konservasi dari *strangeness* pada proses interaksi kuat dan elektromagnetik maka produksi dari kaon akan diikuti dengan produksi dari sebuah hyperon. Pada proses ini walaupun kaon berinteraksi kuat dengan hiperon tetapi gamma berinteraksi elektromagnetik (berorde sangat kecil) dengan nukleon,

perkalian dari dua suku tersebut saat menyusun diagram Feynman menghasilkan nilai yang jauh lebih kecil dibandingkan 1. Hal ini menjadikan proses ini hanya membutuhkan perhitungan teoritis suku pertama, dan konsekuensi pada sudut pandang experimental proses ini akan menghasilkan penampang lintang yang kecil.

Sejak lama telah disadari bahwa produksi dengan reaksi elektromagnetik adalah cara yang efektif untuk mempelajari hadron karena semua karakteristik dari elektron atau real foton telah dipahami dengan baik, dan dapat dikontrol. Reaksi elektromagnetik yang dipakai menggunakan nukleus sebagai target dengan keadaan akhirnya berupa kaon dan hyperon, dengan reaksi ini dapat dipelajari mekanisme reaksi, coupling konstan, faktor bentuk dari kaon dan hyperon, serta faktor bentuk hadronik.

Fotoproduksi kaon pada nukleon yang dipelopori oleh H. Thom [1] yang membuat analisa reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ secara fenomenologis pada tahun 1966 menjadi salah satu bidang yang cukup menarik perhatian dalam beberapa dekade ini. Dengan menggunakan teknik diagram untuk suku Born dan amplitudo multipol Breit-Weigner untuk suku resonan. Model yang dipakai oleh Thom dalam penelitiannya yaitu melakukan *fit* grafik terhadap data eksperimen dengan beberapa *coupling constant* dibuat sebagai parameter bebas. Walau pada saat itu hanya sedikit data yang tersedia pada waktu itu, Thom dapat menemukan *constrain* penting pada mekanisme reaksi ini. Selanjutnya metode yang dilakukan oleh Thom ini dikenal sebagai model Isobar.

Pada awal tahun tujuh puluhan mulai berkembang berbagai macam metode untuk menjelaskan reaksi ini. Akan dibahas secara singkat beberapa model, selain yang dipakai pada skripsi ini untuk memberikan informasi bahwa mekanisme model Isobar bukanlah satu-satunya untuk memahami reaksi ini. Dengan menggunakan metode hubungan dispersi Nelipa menganalisa data fotoproduksi dengan hanya melibatkan multipel resonan E_{1+} dan M_{1+} pada persamaan integralnya. Dengan hubungan relasi dispersi pula Pickering menunjukkan fit yang sama dengan memasukkan data kaon pada energi yang tinggi yaitu sampai 16 GeV. Analisa multipol yang lebih sederhana telah ditunjukkan dengan Scholsch yang hanya menggunakan tiga gelombang resonan untuk fotoproduksi $K\Lambda$ dan $K\Sigma^0$ data sampai untuk $k_0 \approx 1,6$ GeV. Analisis Regge untuk fotoproduksi $K^+\Lambda$ dan $K^+\Sigma^0$ berenergi tinggi telah dijelaskan oleh Levy *at al.* dengan menggunakan lintasan K^+ , $K^*(892)$, dan $K^{**}(1420)$. Berikutnya terdapat beberapa usaha untuk mendiskripsikan produksi kaon dengan menggunakan pendekatan quark. Sebagai contoh Cleymann dan Close menyelidiki keadaan final hadron dari $K\Sigma$, $K\Lambda$, πN , dan $\pi\Delta$ pada hamburan lepton-hadron.

Namun pada pertengahan tujuh puluhan, ketertarikan tentang produksi elektromagnetik *strangeness* menurun karena keterbatasan dari peralatan eksperimen yang tersedia dikala itu. Selanjutnya dengan dibangun akselerator generasi baru yang

menyediakan berkas terpolarisasi, berarus tinggi dan kontinu pada energi dengan orde beberapa GeV maka ketertarikan untuk meneliti pada bidang inipun kembali. Dengan dibangunnya detektor kaon yang baru dan lebih akurat, produksi kaon pada nukleon mempunyai potensi untuk menjadi sebuah aspek yang penting pada fisika meson karena banyak sifat penting dari interaksi elektromagnetik dan hadronik yang melibatkan strangeness dapat dipelajari melalui proses ini.

Pada tahun sembilan puluhan, Kumar dan Onley memperkenalkan sebuah model quark semirelativistik (SRQ) untuk kaon fotoproduksi dengan berdasar pada Kreasi Pasangan Quark (QPC) dari A. Le Yaonane et al. Model QPC mengasumsikan sebuah pasangan quark-antiquark yang diproduksi pada peluruhan kuat tanpa memberikan pengaruh pada quark pada hadron awal, cara yang sama dengan kreasi elektron-positron dari lautan energi negatif yang diusulkan Dirac jauh sebelumnya.

Sifat komposit dari nukleon menunjukkan muatan dan momen magnetiknya mempunyai bentuk dan distribusi tertentu. Akibat selanjutnya dari struktur komposit nukleon yaitu adanya spektrum keadaan eksitasi yang disebut Resonan Nukleon. Beberapa contoh resonansi dapat diamati pada daerah massa 1-2 GeV. Sifat komposit dari nukleon dapat diteliti dengan berkas elektron, foton dan pion.

Terdapat beberapa alasan mengapa penelitian tentang Resonan Nukleon (N^*) menjadi sangat penting. Seperti yang diutarakan N. Isgur, pentingnya penelitian dari N^* memiliki beberapa alasan.

1. nukleon adalah suatu hal yang menyusun seluruh dunia ini, karena hal ini, karakteristik dari nukleon tetap menjadi pusat perbincangan, dan untuk melengkapi pengetahuan tentang karakter dari nukleon, maka penyelidikan mendalam pada N^* haruslah dilakukan.
2. Resonan Nukleon merupakan sistem paling sederhana yang dapat mengungkap substansi karakter nonabelian dari QCD.
3. walaupun relatif sederhana, baryon merupakan substansi yang cukup kompleks untuk memberikan informasi tentang fisika yang tersembunyi pada meson.

1.2 Perumusan masalah

Untuk menemukan hasil fit yang menunjukkan kecocokan semaksimal mungkin dengan data terbaru yang ada diperlukan sejumlah resonan-resonan nucleon, penulis tidak memasukkan semua resonan yang ada pada partikel data grup ataupun semua resonan yang ada pada model quark konstituen. Resonan-resonan yang digunakan dalam perhitungan yaitu resonan-resonan yang memiliki spin $\frac{1}{2}$ atau $\frac{3}{2}$ dan resonan yang memiliki kontribusi yang cukup signifikan untuk mengurangi nilai χ^2 .

1.3 Metode Penelitian

Penelitian ini dilakukan dengan menggunakan model Isobar dan menjumlahkan semua kejadian yang mungkin pada proses Kaon fotoproduksi. Karena banyaknya jumlah variable dan data input dari penelitian ini, maka metode numerik dipilih untuk mendapatkan hasil fit terbaik terhadap data terbaru yang ada. Pendekatan yang penulis lakukan dalam menyusun skripsi ini termasuk dalam fenomenologis dan pada proses perhitungan numeriknya disamping penggunaan program dari Kaon-Maid juga menggunakan program MINUIT dari CERN-LIBRARY.

1.4 Tujuan Penelitian

Constituent quark model memprediksi bahwa keadaan resonan nukleon yang jauh lebih banyak daripada yang tertulis dalam buku data partikel (PDB). Resonan-resonan yang diprediksi oleh Model Quark tetapi belum tercatat pada buku data partikel disebut sebagai resonan yang hilang. Telah diketahui sebelumnya bahwa parameter-parameter yang dihasilkan dengan menjumlahkan sejumlah resonan nukleon pada perhitungan membuat peningkatan kecocokan antara teori dengan data. Pada penelitian ini kami mencoba membuktikan eksistensi dari resonan nukleon hilang yang diprediksi oleh model quark dengan berdasar pada penelitian yang telah dilakukan sebelumnya dan memeriksa relevansi dari resonan-resonan yang telah ada pada Buku data Partikel dengan data-data terbaru dengan menginvestigasi kontribusi dari resonan-resonan tersebut. Pada penelitian ini digunakan produksi elektromagnetik dari kaon pada energi c.m. total sampai 2,2 GeV. Diharapkan dengan memasukkan sejumlah resonan nukleon yang tepat, hasil fit dari program dapat menunjukkan kecocokan semaksimal mungkin dengan data terbaru yang ada.

BAB 2

MODEL ISOBAR

2.1 Penjelasan Singkat tentang Model Isobar

Model isobar dipakai secara umum dalam menganalisis produksi kaon pada nukleon. Hal ini disebabkan karena model yang dipelopori oleh Thom pada tahun 1966 ini relatif mudah juga untuk diaplikasikan untuk produksi pada nucleon. Metode ini berdasar pada diagram Feynman untuk kontribusi *channel*-s, -t, dan -u, dengan beberapa parameter untuk yang dapat disesuaikan agar dapat *fit* dengan data experimental yang ada.

Dari perhitungan yang telah dikerjakan oleh B. B. Deo dan A. K. Bisoi [2] pada 1974, Bennhold [3] pada 1989, telah dibuktikan bahwa untuk proses fotoproduksi yang menghasilkan Λ , pendekatan perhitungan dengan suku Born pseudo-skalar memberikan nilai χ^2 lebih minimum daripada perhitungan dengan menggunakan suku Born pseudo-vektor. Dengan dasar tersebut, dalam menyusun skripsi ini penulis juga menggunakan pendekatan suku Born pseudo-skalar untuk mendapatkan semua nilai amplitudo dari masing-masing channel.

Dalam model ini *cross-section* dari fotoproduksi $K\Lambda$ dan data polarisasi dianalisa dengan menggunakan kontribusi dari amplitudo pertubasi nonresonan yang berasosiasi dengan propagator p, K^+, Λ, Σ dan K^{*+} dan juga dari amplitudo resonan pada suatu keadaan momentum angular orbital total dan final.

Data dianalisa dengan mengasumsikan resonan yang dimasukkan dalam perhitungan memberikan efek yang cukup signifikan dalam meminimalkan nilai dari χ^2 . Bila diperlukan coupling konstan, energi dan *width* dari resonan yang digunakan pada perhitungan diperlakukan sebagai suatu parameter yang dapat diubah-ubah. *Fit* dari perhitungan terhadap data eksperimental dioptimalisasi dengan menggunakan suatu prosedur iterasi yang dapat menghasilkan nilai χ^2 serendah mungkin.

2.1.1 Diagram Feynman

Dalam penggunaannya metode isobar mengeksplorasi diagram Feynman sebagai dasar untuk menuliskan seluruh interaksi antar partikel yang mungkin dalam suatu proses. Diagram Feynman dikembangkan dengan menggunakan teori pertubasi yang menggambarkan suatu sistem diganggu oleh medan tertentu. Penurunan dari teori gangguan hingga didapat suatu aturan yang digunakan oleh Feynman untuk menyusun diagram-diagram interaksi antar partikel dapat dilihat pada Lampiran.

Pada penelitian ini hanya digunakan diagram Feynman orde pertama dan merupakan diagram paling sederhana untuk menjelaskan proses fotoproduksi kaon. Namun berdasar pada pengalaman dari penelitian sebelumnya terbukti cara ini masih cukup ampuh untuk menjelaskan data-data yang tersedia.

Dibutuhkan beberapa informasi untuk menyusun suatu persamaan dari sebuah diagram Feynman, informasi tersebut antara lain adalah

1. *Channel* dari diagram Feynman
2. Faktor Pengali dari Partikel yang terlibat
3. Kopling konstan hadronik
4. Resonan yang terlibat
5. Faktor vertex hadronik dan non-hadronik
6. Faktor Bentuk
7. *Gauge Invariance* (Persamaan harus memenuhi *gauge invariance*)

2.1.2 Amplitudo Nonresonan

Pada gambar 2.1 yang diperoleh dari referensi [6], ditunjukkan enam diagram Feynman yang berhubungan dengan amplitudo perturbasi yang digunakan dalam perhitungan. Dari gambar a sampai c terlihat tiga *channel* suku standar Born yaitu *channel* s, t dan u secara berurutan. Ditunjukkan oleh persamaan 2.1, *channel* t, dan u merupakan fungsi angular sehingga kontribusinya berubah fungsi sudut. *Channel* t memiliki kontribusi yang signifikan untuk sudut kecil (*forward angle*). Sedangkan *channel* u memiliki kontribusi yang signifikan terhadap sudut besar (*backward angle*).

$$\begin{aligned}
 s &= W^2 \\
 t &= M_K^2 - 2k\omega + 2kq \cos \theta \\
 u &= M_p^2 + M_K^2 - 2E_p\omega - 2kq \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Untuk nilai kopling konstan hadronik dari suku Born, didapat dari referensi [4] dan [5] nilai

$$g_{KAN}/4\pi = -4,4 \text{ sampai } -3,0 \tag{2.2}$$

$$g_{KSN}/4\pi = +0,9 \text{ sampai } +1,3 \tag{2.3}$$

Sedangkan faktor vertex non-hadronik, dan faktor vertex hadronik untuk Amplitudo non-resonan maupun amplitudo resonan yang didapatkan dari referensi [6] ditunjukkan pada tabel 2.1.

Tabel 2.1: faktor vertex non-hadronik, dan faktor vertex hadronik untuk Amplitudo non-resonan maupun amplitudo resonan

Non Hadronik	Kopling
$NN\gamma$	$-iQ_N\not{\epsilon} + \mu_N\sigma^{\mu\nu}\epsilon_\mu k_\nu$
$KK\gamma$	$-iQ_K(2q_K - k) \cdot \epsilon$
$YY\gamma$	$-iQ_Y\not{\epsilon} + \mu_Y\sigma^{\mu\nu}\epsilon_\mu k_\nu$
$YY'\gamma$	$\mu_{YY'}\sigma^{\mu\nu}\epsilon_\mu k_\nu$
$K^*K\gamma$	$-i\frac{g_{K^*K\gamma}}{M}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\epsilon^\nu k^\rho q_K^\sigma$
$N * (\frac{1}{2}^+)N\gamma$	$\mu_{N^*}\sigma^{\mu\nu}\epsilon_\mu k_\nu$
$N * (\frac{1}{2}^-)N\gamma$	$i\mu_{N^*}\sigma^{\mu\nu}\epsilon_\mu k_\nu\gamma_5$
$K_1K\gamma$	$-i\frac{g_{K_1K\gamma}}{M}\{k \cdot (q_K - k)\epsilon^\mu - \epsilon \cdot (q_K - k)k^\mu\}$
$Y^*(\frac{1}{2}^+)Y\gamma$	$\mu_{Y^*}\sigma^{\mu\nu}\epsilon_\mu k_\nu$
$Y^*(\frac{1}{2}^-)Y\gamma$	$i\mu_{Y^*}\sigma^{\mu\nu}\epsilon_\mu k_\nu\gamma_5$
Hadronik	Kopling
KYN	$g_{KYN}\gamma_5$
K^*YN	$-ig_{K^*YN}^V\gamma^\mu + \frac{g_{K^*YN}^T}{m_N+m_Y}\sigma^{\mu\nu}(q_K - k)_\nu\gamma_5$
$KYN^*(\frac{1}{2}^+)$	$g_{KYN^*}\gamma_5$
$KYN^*(\frac{1}{2}^-)$	$-ig_{KYN^*}$
K_1YN	$-ig_{K_1YN}^V\gamma^\mu\gamma_5 + \frac{g_{K_1YN}^T}{m_N+m_Y}\sigma^{\mu\nu}(q_K - k)_\nu\gamma_5$
$KY^*(\frac{1}{2}^+)N$	$g_{KY^*N}\gamma_5$
$KY^*(\frac{1}{2}^-)N$	$-ig_{KY^*N}$

2.1.3 Amplitudo Resonan

Dalam perhitungan untuk menemukan hasil fit yang diinginkan, amplitudo resonan harus dikombinasikan dengan amplitudo nonresonan Born. Kurang tersedianya model teoritis memberikan ruang terbuka pada ketidakpastian atas langkah yang seharusnya dilakukan. Namun metode ini dianggap paling cocok dalam melakukan

pendekatan dengan melihat kesuksesan fit data oleh para peneliti fenomenologi se-
bebelumnya pada bidang ini.

Sebagai penjelasan singkat tentang keadaan terikat dan keadaan resonan hamburan diasumsikan terdapat proses hamburan dua benda, untuk memudahkan, diasumsikan bahwa partikel adalah partikel non-relativistik tidak berspin yang berinteraksi dengan sebuah potensial. Jika pada kondisi suatu keadaan memiliki energi potensial yang cukup untuk mengikat dan menghasilkan keadaan terikat kemudian daya ikat dari potensial tersebut melemah dan pada titik tertentu tidak cukup lagi untuk menahan keadaan terikat tersebut maka keadaan tersebut akan menjadi sebuah resonan.

Pada umumnya sebuah resonan membentuk sebuah puncak (*peak*) pada penampang lintang hamburannya pada energi tertentu diatas energi *threshold* elastiknya. Amplitudo non-relativistik resonan telah dijelaskan oleh Breit dan Wigner [7] yang menuliskan bahwa pada daerah di sekitar resonan dapat dijelaskan dengan suatu bentuk persamaan

$$T(E) = g(E)[E - M + i\Gamma/2]^{-1} \quad (2.4)$$

Dengan $T(E)$ adalah amplitudo hamburan dari resonan, $g(E)$ adalah kopling konstan, dan M adalah massa dari resonan.

Persamaan ini mengarahkan pada suatu tonjolan pada grafik penampang lintang vs energi, bentuk grafik seperti ini disebut sebagai resonan 'Breit-Wigner'. Persamaan diatas menunjukkan bahwa penampang lintang yang dihasilkan akan mempunyai sebuah tonjolan pada energi $E = M$. Selanjutnya jika besar dari $g(E)$ relatif konstan disekitar resonan maka, lebar pada setengah tinggi dari puncak grafik akan ditunjukkan oleh nilai Γ dan dapat disebut sebagai (*width*). Karena dari itu maka letak dan (*width*) dari tonjolan resonan ditentukan oleh nilai M dan Γ .

Dengan prinsip ketidakpastian Heisenberg yang dapat ditulis sebagai $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ maka semakin besar nilai dari (*width*) yang dimensi energi dan dapat dianalogikan sebagai ΔE akan semakin singkat waktu hidupnya dan sebaliknya. Dari kenyataan itu secara umum diketahui bahwa bila pada suatu resonan didapat nilai (*width*) yang terlalu besar, maka patut diduga bahwa fenomena tersebut bukanlah resonan tapi hanya background dari reaksi.

Berdasarkan Adelseck *etal.* [8], faktor vertek untuk resonan spin $\frac{3}{2}$ untuk fotoproduksi Kaon dibangun dari analogi resonan delta pada fotoproduksi pion pion, dan untuk faktor vertek resonan untuk spin $\frac{1}{2}$ menyerupai dari faktor vertex untuk suku yang mempertukarkan proton. Struktur dari vertex dari $K\Lambda N^*$ identik dengan vertex dari $K\Lambda p$, yang berbeda yaitu untuk vertex $N^*\gamma p$ dimana proton diharuskan

untuk bertransisi dari keadaan dasar ke keadaan tereksitasi. Hal ini tidak dapat dicapai dengan sebuah potensial elektrostatis tetapi hanya dapat dipenuhi oleh arus elektromagnetik. Oleh karena itu kopling yang mungkin hanyalah melalui momen magnetik. kopling $e\bar{\psi}\gamma\psi$ untuk $p\gamma p$ harus diganti dengan $\mu_N\bar{\psi}\gamma\psi$ untuk vertex $N^*\gamma p$.

2.1.4 Faktor Bentuk Hadronik

Faktor bentuk Hadronik adalah faktor pengali untuk mencari amplitudo dari sebuah diagram Feynman, jika nilai dari faktor bentuk ini hanya dimasukkan angka pengali 1, maka makna fisiknya bentuk partikel hadron yang terlibat dalam reaksi berupa partikel titik, padahal seperti yang diketahui, hadron bukanlah partikel titik akan tetapi partikel komposit yang tersusun atas partikel elementer lain yaitu quark.

Faktor pengali ini menjadi salah satu variabel yang sangat penting untuk mendapatkan hasil *fit* data yang baik. Dari referensi diketahui berbagai persamaan yang mencoba untuk menjelaskan tentang faktor bentuk. Namun dari hasil penelitian sebelumnya didapatkan bahwa faktor bentuk *dipole* menghasilkan *fit* yang terbaik terhadap data dibandingkan dengan faktor bentuk jenis lain. Persamaan dari faktor bentuk hadronik *dipole* yang digunakan dalam penelitian ini yaitu

$$F = \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (x - m^2)^2} \quad (2.5)$$

dengan x adalah *channel*, bisa diganti dengan s , t , u sesuai dengan diagram Feynman yang ditinjau.

2.1.5 Kinematika

Anggap momenta vektor-empat dari foton yang datang dituliskan sebagai k dan meson yang keluar dari reaksi dituliskan sebagai dengan q_K . Sementara momenta vektor-empat dari baryon yang masuk dan keluar dari reaksi dituliskan sebagai p_N dan p_Y , maka kekekalan energi dan momentum dapat dituliskan sebagai

$$p_N + k = p_Y + q_K \quad (2.6)$$

bila dipilih suatu kombinasi tertentu

$$P = \frac{1}{2}(p_N + p_Y) \quad (2.7)$$

Dari persamaan ini dapat disimpulkan terdapat tiga vektor-empat yang independen, P , q_K , k karena p_N dan p_Y dapat dituliskan dengan ketiga variabel tersebut. Dengan persamaan kekekalan energi momentum relativistik diketahui bahwa $p_N^2 = m_N^2$, $p_Y^2 = m_Y^2$, $q^2 = m_K^2$ dan $k^2 = 0$

Hubungan yang dekat antara sistem foton-nukleon dan meson-nukleon berimplikasi pada hubungan fase tertentu antara amplitudo dalam channel foton-nukleon dan meson-nukleon. Hal ini dapat dituliskan dalam bentuk matriks-S dari reaksi $\gamma N \leftrightarrow \pi N$ terkopel. Lebih jauh, untuk membuat suatu bentuk invarian, maka polarisasi foton ϵ dan operator nukleon Dirac γ harus digunakan. Bentuk paling general dari matriks-S harus merupakan sebuah fungsi dari Lorentz invarian, maka sangat penting untuk menghitung semua nilai invarian independen yang melibatkan ϵ dan γ .

Produk skalar yang melibatkan γ dapat berupa $\gamma \cdot p_N$, $\gamma \cdot p_Y$, $\gamma \cdot q_K$, $\gamma \cdot \epsilon$ dan $\gamma \cdot k$. Diketahui persamaan

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2q_{\mu\nu} \quad (2.8)$$

dan persamaan Dirac

$$(\gamma \cdot p_N - m_N)u_1 = 0 \quad (2.9)$$

$$(\gamma \cdot p_Y - m_Y)u_1 = 0 \quad (2.10)$$

Menurut Chew *etal.* [9] persamaan diatas menunjukkan bahwa $\gamma \cdot p_N$ dan $\gamma \cdot p_Y$ bukan suatu produk skalar independen. Sedangkan $\gamma \cdot q_K$ dapat dituliskan sebagai $\gamma \cdot (p_N - p_Y + k)$, karena hal ini maka besaran skalar independen yang melibatkan γ tinggal $\gamma \cdot \epsilon$ dan $\gamma \cdot k$.

Produk skalar independen yang melibatkan ϵ yaitu $\gamma \cdot \epsilon$, $P \cdot \epsilon$ dan $q_K \cdot \epsilon$. Karena kondisi yang memenuhi Lorentz invarian $\partial_\mu \epsilon^\mu = 0$ dan $A^\nu = \epsilon^\mu(\mathbf{k})e^{-ik \cdot x}$ maka $k \cdot \epsilon = 0$. Karena kondisi ini pula $\gamma \cdot k$ antikomutatif dengan $\gamma \cdot \epsilon$, maka semua faktor yang melibatkan ϵ juga dapat ditulis dengan menggantikannya dengan k . Dengan semua penjelasan diatas maka untuk memenuhi Lorentz invarian didapat enam produk skalar independen, yaitu $\gamma \cdot \epsilon$, $\gamma \cdot k$, $P \cdot \epsilon$, $q_K \cdot \epsilon$, $P \cdot k$ dan $q_K \cdot \epsilon$.

Berikutnya untuk memenuhi gauge invarian maka disusun suatu elemen matriks sembarang namun jika ϵ diubah menjadi k maka elemen matriks tersebut harus hilang atau bernilai nol. Dengan syarat ini maka hanya terdapat beberapa fungsi indenpen dari γ dan ϵ yang memenuhi gauge invarian, antara lain

1. $\gamma \cdot \epsilon \gamma \cdot k - \gamma \cdot k \gamma \cdot \epsilon$,
2. $(2q_K - k) \cdot \epsilon P \cdot k - (2q_K - k) \cdot k P \cdot \epsilon$,
3. $q_K \cdot k \gamma \cdot \epsilon - q_K \cdot \epsilon \gamma \cdot k$,
4. $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \gamma^\mu q_K^\nu \epsilon^\rho k^\sigma$,
5. $q_K \cdot \epsilon k^2 - q_K \cdot k k \cdot \epsilon$
6. $k \cdot \epsilon \gamma \cdot k - k^2 \gamma \cdot \epsilon$

Karena model produksi meson yang digunakan adalah psedoskalar maka fungsi-fungsi independen diatas harus dikali dengan γ_5 , disamping itu dalam perhitungan

lebih lanjut terdapat pengali i dan atau suatu nilai konstan. Maka didapat enam bentuk matriks fundamental dari gauge dan Lorentz invatian,

$$\begin{aligned}
M_1 &= \frac{1}{2}\gamma_5(\gamma \cdot \epsilon \gamma \cdot k - \gamma \cdot k \gamma \cdot \epsilon) \\
M_2 &= \gamma_5[(2q_K - k) \cdot \epsilon P \cdot k - (2q_K - k) \cdot k P \cdot \epsilon] \\
M_3 &= \gamma_5(q_K \cdot k \gamma \cdot \epsilon - q_K \cdot \epsilon \gamma \cdot k) \\
M_4 &= i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\gamma^\mu q_K^\nu \epsilon^\rho k^\sigma \\
M_5 &= \gamma_5(q_K \cdot \epsilon k^2 - q_K \cdot k k \cdot \epsilon) \\
M_6 &= \gamma_5(k \cdot \epsilon \gamma \cdot k - k^2 \gamma \cdot \epsilon)
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Maka elemen dari matriks transisi dapat ditulis sebagai

$$H = M_1 A_1 + M_2 A_2 + M_3 A_3 + M_4 A_4 + M_5 A_5 + M_6 A_6 \tag{2.12}$$

Bila diperhatikan maka keenam matriks invarian ini berperan seperti vektor satuan pada kordinat tiga dimensi (i, j, k) yang selalu ada pada setiap elemen matriks transisi. Persamaan matriks elemen diatas dapat ditulis secara standar dengan memasukkan keadaan awal dan final dari reaksi sebagai berikut,

$$M_h = \bar{u}(p_Y) \sum_{j=1}^6 A_j(s, t, k^2) M_j u(p_N), \tag{2.13}$$

2.2 Kelebihan Model Isobar

Seiring dengan semakin berkembangnya topik penelitian tentang resonan, maka resonan yang dipakai untuk menjelaskan data terbaru untuk masing-masing periode dapat mengalami perubahan. Perubahan ini diakibatkan oleh ditemukannya resonan baru yang terbukti efektif untuk dapat menjelaskan data dengan lebih baik, ataupun tidak digunakannya lagi suatu resonan karena banyak penelitian menemukan kontribusi resonan yang dianggap penting sebelumnya menjadi tidak begitu penting lagi untuk data yang lebih baru.

Kesulitan akan menjadi muncul saat terjadi suatu penambahan, atau penggantian resonan perhitungan teori harus dihitung lagi dari awal. Untuk alasan ini model isobar dapat memberikan solusi memuaskan sehingga model ini dapat bertahan selama beberapa dekade. Keuntungan menggunakan model Isobar yaitu sangat mudah untuk menambah dan mengganti resonan yang digunakan dalam perhitungan, karena tidak perlu lagi menurunkan kembali persamaan kenematikanya dari awal. Persamaan dari model ini telah diturunkan pada saat awal pengembangannya dan dibentuk seperti kordinat vektor, sehingga terdapat input resonan baru atau mengganti yang lama tinggal memasukkan besar nilai vektornya sedangkan vektor satuannya telah ada dan tidak lagi berubah.

2.3 Kekurangan Model Isobar untuk Fotoproduksi Kaon

Terdapat beberapa kelemahan yang besar dalam penggunaan model Isobar pada kasus fotoproduksi kaon. Kekurangan pertama yaitu energi threshold yang dibutuhkan mempunyai nilai yang sangat tinggi (911 MeV pada fram laboratorium) dibandingkan dengan fotoproduksi pion (sekitar 150 MeV). Hal ini menyebabkan resonan *intermediate* yang mungkin ada mempunyai jumlah yang sangat banyak. Dengan demikian ketidakpastian dari hasil perhitungan akan meningkat dengan bertambahkannya jumlah variabel resonan yang dimasukkan.

Masalah berikutnya, karena kopling konstan dari masing-masing variabel resonan sering kali merupakan hasil dari penyesuaian untuk mereproduksi data hasil eksperimen. Oleh dari itu kopling konstan seringkali tidak menunjukkan hasil yang sama dengan teori bahkan bisa menunjukkan nilai yang tidak sama dengan penelitian sebelumnya. Contoh dari problem ini adalah nilai *leading order* dari g_{LAN} dari hasil fit tidak cocok dengan nilai yang dihasilkan pada SU(3).



BAB 3

METODE

Pada penelitian ini digunakan pendekatan fenomenologis untuk mendapatkan teori yang paling sesuai dengan data eksperimen. Pendekatan ini menempatkan data-data eksperimen sebagai acuan untuk memutuskan suatu pendekatan teoritis yang diambil dengan tujuan untuk mencari kecocokan semaksimal mungkin antara teori yang diusulkan dengan data-data tersebut. Parameter yang digunakan untuk menilai seberapa cocok antara teori dan data dapat dilihat dari nilai χ^2/N yang akan dibahas pada bagian selanjutnya dari bab ini, dan hasil plot antara grafik hasil teori dan plot data.

3.1 Metode Perhitungan

Perhitungan numerik dipilih dalam penelitian ini karena perhitungan secara analitik dianggap tidak memungkinkan lagi dilakukan, dengan mempertimbangkan banyaknya data dan banyaknya kemungkinan yang perhitungan yang muncul dalam penelitian ini. Sebagai gambarannya dalam penelitian ini terdapat 31 parameter yang *dit*, rentang minimal yang dimungkinkan adalah 0,4 dan masing-masing parameter dimungkinkan untuk berubah nilainya dengan nilai 0,01. Dari angka-angka ini kita dapat menghitung bahwa banyaknya kemungkinan perhitungan minimal yang muncul adalah $(0,4 : 0,01)^{31}$ atau $4,61 \times 10^{49}$ perhitungan. Dan jelas dari angka ini, perhitungan ini hanya bisa diselesaikan dengan metode numerik.

3.2 Resonan-resonan

Dalam penelitian ini dimasukkan semua resonan nukleon yang mempunyai spin $\frac{1}{2}$ dan $\frac{3}{2}$ yang terdapat pada Buku Data Partikel. Resonan-resonan itu antara lain S_{11} (1650), P_{11} (1710), D_{13} (2080), P_{13} (1720), S_{11} (2090), P_{11} (2100). Disamping resonan nukleon, juga dimasukkan resonan meson K^* (892), and hyperon resonances S_{01} (1800), S_{01} (1810) dari Buku Data Partikel yang telah terbukti efektif memperkecil nilai dari χ^2 . Selain resonan-resonan dari Buku Data Partikel, dimasukkan juga resonan P_{11} (1840), yang oleh grup Bonn-Gatchina [10, 11,12] disebut mempunyai kontribusi yang cukup besar untuk memperbaiki hasil dari *fit* data dan diusulkan oleh grup tersebut untuk dimasukkan dalam Buku Data Partikel.

3.3 Data

Data yang digunakan dalam penelitian ini meliputi 3566 titik data penampang lintang dan polarisasi photoproduksi kaon. Rincian dari data-data tersebut yaitu 1030 titik data dari Bradford *et al.*[13] kolaborasi CLAS Amerika Serikat tahun 2005, 64 titik data dari kolaborasi spring8 Jepang tahun 2005, 12 titik data dari Hicks *et al.* kolaborasi LEPS Jepang tahun 2007, 132 titik data dari Lleres *et al.* kolaborasi GRAAL Jerman 2007, 1928 titik data dari McCracken *et al.*[14] kolaborasi CLAS Amerika Serikat 2010, 202 titik data polarisasi C_x dan C_z dari R. Bradford *et al.*[15] kolaborasi CLAS Amerika Serikat 2007, 198 titik data target asimetri, dan polarisasi O_x , O_z dari Lleres *et al.* kolaborasi GRAAL Jerman tahun 2009.

3.4 Metode Fit Data

Untuk melakukan *fit* terhadap data, digunakan suatu besaran untuk optimisasi, besaran tersebut yaitu

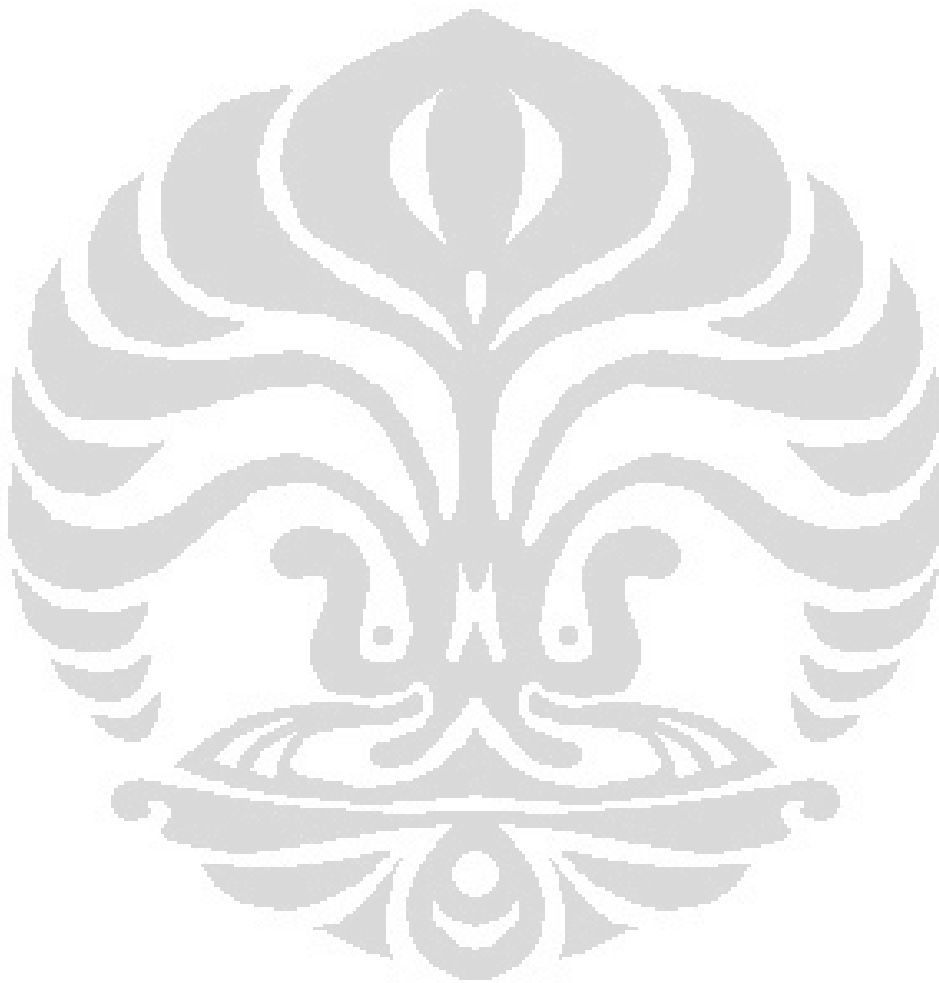
$$\frac{\chi^2}{N} = \frac{1}{(N_{max} - N_{par})} \sum_{i=1}^{N_{max}} \left[\frac{\sigma_i(eks) - \sigma_i(the)}{\Delta\sigma_i(eks)} \right]^2 \quad (3.1)$$

Dengan N_{max} adalah jumlah total dari data hasil eksperimen, N_{par} adalah jumlah parameter yang dapat berubah dan *dit* dalam perhitungan. $\sigma_i(th)$ adalah hasil dari kalkulasi teoritis yang dilakukan. $\sigma_i(eks)$ adalah penampang lintang, atau polarisasi dari hasil eksperimen, sedangkan $\Delta\sigma_i(eks)$ adalah kesalahan statistik dari eksperimen. Indeks i menunjukkan besaran yang berhubungan antara data eksperimen dan hasil teoritisnya. Dari persamaan tersebut maka diketahui bahwa semakin kecil nilai dari χ^2/N menunjukkan kecocokan antara data hasil eksperimen dan hasil perhitungan teoritis semakin baik.

Berdasarkan pengalaman dari ribuan *fit* yang telah penulis lakukan untuk mendapatkan nilai χ^2/N sekecil mungkin, didapatkan suatu metode yang paling efektif. Pertama masukkan semua nilai awal dari masing-masing parameter yang dilibatkan untuk perhitungan pada berkas input. Selanjutnya berikan nilai variasi dari semua parameter yang terlibat dalam perhitungan sekaligus, semakin kecil nilai variasi semakin baik, akan tetapi terdapat konsekuensi semakin bertambahnya waktu yang diperlukan komputer untuk menyelesaikan perhitungan. Setelah selesai maka parameter-parameter input yang berubah saat dilakukan perhitungan akan muncul pada berkas hasil, nilai masing-masing parameter yang dihasilkan ini kemudian dimasukkan kembali pada berkas input.

Setelah itu buat beberapa berkas input sesuai dengan jumlah parameter yang ada dan buatlah nilai salah satu dari parameter-parameter ini menjadi nol dan variasinya

juga nol, dengan kata lain parameter ini tidak berkontribusi pada perhitungan sama sekali. Lakukan langkah ini untuk semua parameter. Bila didapat seluruh nilai dari χ^2 dari masing-masing perhitungan ini lebih besar dari nilai χ^2 awal maka kemungkinan besar nilai dari χ^2 tersebut telah minimum. Akan tetapi bila salah satu saja dari nilai χ^2 hasil perhitungan tersebut menunjukkan nilai yang lebih kecil, maka jadikan parameter-parameter dari berkas output yang mempunyai nilai χ^2 lebih kecil tersebut sebagai berkas input baru dan lakukan kembali semua prosedur ini dari awal.



BAB 4

HASIL

Dalam penelitian ini digunakan tiga jenis fit data. Fit 1 yaitu fit grafik dengan menggunakan 3166 data, sedangkan 400 data polarisasi C_x , C_z , O_x , dan O_z tidak ikut *dit*. Pada Fit 1 ini dilakukan fit pada massa dan *width* dari resonan nukleon P_{13} (1900) serta P_{11} (1840), massa dan *width* dari resonan nukleon yang lain diberikan nilai yang tetap sesuai nilai yang direkomendasikan oleh Buku Data Partikel. Fit 2 menggunakan 3566 data yang telah disebutkan, dan dilakukan *fit* terhadap massa dan *width* dari resonan nukleon P_{13} (1900) serta P_{11} (1840), massa dan *width* dari resonan nukleon yang lain diberikan nilai yang tetap sesuai dengan Buku Data Partikel. Sedangkan Fit 3 sama dengan Fit 2 menggunakan 3566 data, tetapi fit terhadap massa dan *width* dilakukan pada resonan nukleon D_{13} (2080) serta P_{11} (1840), kemudian massa dan *width* dari resonan nukleon yang lain diberikan nilai yang tetap sesuai dengan Buku Data Partikel.

Seperti yang telah disebutkan untuk nilai input awal sebelum dilakukan *fit* data dari massa dan *width* untuk masing-masing resonan digunakan nilai yang seragam untuk ketiga Fit, nilai-nilai tersebut didapatkan dari Buku Data Partikel. Namun untuk resonan P_{13} (1900) dan P_{11} (1840) nilai awal didapatkan dari hasil perhitungan sebelumnya oleh grup Bonn-Gatchina. Untuk lebih jelas nilai massa dan *width* input dari resonan-resonan yang digunakan dalam penelitian ini ditunjukkan pada tabel 4.1.

Dari *fit* data secara numerik yang telah dilakukan selama penelitian ini, didapatkan nilai massa dan *width* dari resonan-resonan yang *dit* untuk Fit 1, Fit 2 dan Fit 3 yang menghasilkan fit data terbaik untuk masing-masing metode. Nilai massa dan *width* tersebut ditunjukkan pada tabel 4.2. Untuk nilai akhir hasil fit data untuk konstanta kopling untuk masing-masing resonan, background serta nilai χ^2/N terbaik untuk Fit 1, Fit 2, dan Fit 3 ditunjukkan secara lengkap dapat pada tabel 4.3.

Berdasarkan tujuan awal dari penelitian ini, yaitu untuk menginvestigasi seberapa besar pengaruh dan kontribusi masing-masing resonan yang dilibatkan pada penelitian ini, dalam mereproduksi data terbaru dari fotoproduksi $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$, maka akan ditunjukkan beberapa plot grafik yang akan membandingkan grafik hasil dari plot yang melibatkan semua resonan yang telah disebutkan pada bab sebelumnya, dan grafik-grafik hasil plot yang menghilangkan kontribusi dari salah satu resonan.

Tabel 4.1: nilai massa dan *width* dari semua resonan

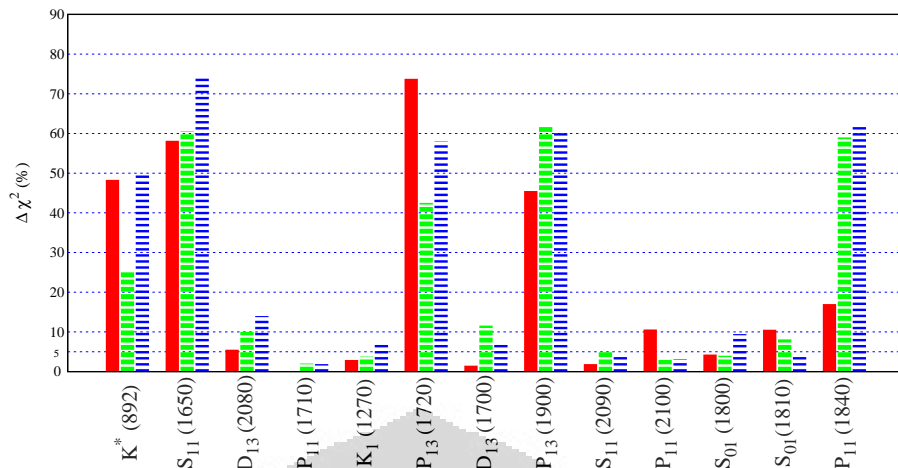
Resonan dan <i>background</i>	massa (MeV)	<i>width</i> (MeV)
$K^*(892)$	892	50
$S_{11}(1650)$	1650	150
$D_{13}(2080)$	2080	100
$P_{11}(1710)$	1710	100
$K_1(1270)$	1270	90
$P_{13}(1720)$	1720	150
$D_{13}(1700)$	1700	100
$P_{13}(1900)$	1900	180
$S_{11}(2090)$	2090	414
$P_{11}(2100)$	2100	113
$S_{01}(1800)$	1800	300
$S_{01}(1810)$	1810	150
$P_{11}(1840)$	1880	240

Tabel 4.2: Nilai akhir dari massa dan *width* dari resonan yang *fit* (semua nilai dalam MeV)

Resonan	Fit1		Fit2		Fit3	
	massa	<i>width</i>	massa	<i>width</i>	massa	<i>width</i>
$D_{13}(2080)$	-	-	-	-	1885,6	244,7
$P_{13}(1900)$	1912,4	191,1	1871,1	130,7	-	-
$P_{11}(1840)$	1800,0	360,1	1842,6	310,9	1952,4	412,8

Tabel 4.3: Nilai konstanta kopling dari resonan-resonan dan *background* yang dihasilkan Fit 1, Fit 2 dan Fit 3

CC	Fit 1	Fit 2	Fit 3
$g_{K\lambda N}/\sqrt{4\pi}$	-3,000	-4,400	-3,000
$g_{K\Sigma N}/\sqrt{4\pi}$	0,900	1,300	0,900
$G_V(K^*)/4\pi$	-0,422	1,469	0,251
$G_T(K^*)/4\pi$	2,315	3,081	-0,483
$G_{N4}(1650)/\sqrt{4\pi}$	-0,512	0,154	0,143
$G_{N5}^1(2080)/4\pi$	-0,060	0,098	-0,176
$G_{N5}^2(2080)/4\pi$	-0,059	0,015	-0,085
$G_{N6}(1710)/\sqrt{4\pi}$	0,054	0,047	0,078
$G_{QV}(K_1)/4\pi$	0,520	-0,480	-0,280
$G_{QT}(K_1)/4\pi$	0,384	7,195	-0,218
$G_{N7}^1(1720)/4\pi$	0,168	-0,035	-0,068
$G_{N7}^2(1720)/4\pi$	0,425	-0,672	-0,764
$G_{N8}^1(1700)/4\pi$	0,032	-0,216	0,072
$G_{N8}^2(1700)/4\pi$	0,009	-0,110	0,005
$G_{N9}^1(1900)/4\pi$	0,010	-0,009	-0,012
$G_{N9}^2(1900)/4\pi$	0,492	-0,203	-0,326
$G_{N10}(2090)/\sqrt{4\pi}$	-0,019	0,037	0,045
$G_{N11}(2100)/\sqrt{4\pi}$	-0,045	-0,015	0,019
$G_{Y4}(1800)/\sqrt{4\pi}$	0,664	-1,628	-5,000
$G_{Y5}(1810)/\sqrt{4\pi}$	2,274	5,184	-5,000
$G_{N12}(1840)/\sqrt{4\pi}$	-0,501	0,661	0,583
N	3166	3566	3566
χ^2/N	2,148	2,684	2,568



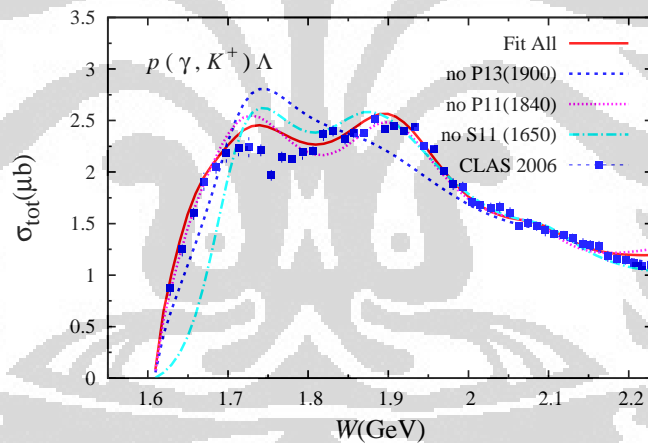
Gambar 4.1: $\Delta\chi^2$ bila salah satu resonan tidak disertakan dalam perhitungan, merah untuk fit 1, hijau untuk fit 2, dan biru fit 3

Tidak semua kontribusi resonan ditunjukkan oleh masing-masing grafik pada Bab ini, hal ini dikarenakan grafik hasil plot dengan mengeliminasi resonan yang memiliki kontribusi kecil, tidak menunjukkan beda yang signifikan dengan grafik utama, sehingga penampakan grafik akan sulit teramati karena saling bertumpuk. Oleh karena itu hanya tiga resonan yang memiliki kontribusi terbesar pada fit data yang diplot dan dijadikan sebagai pembanding pada masing-masing grafik. Pada gambar 4.1 ditunjukkan $\Delta\chi^2$ bila salah satu resonan tidak disertakan dalam perhitungan untuk masing-masing resonan untuk ketiga *fit*. Gambar 4.1 juga dapat dijadikan acuan untuk dapat melihat kontribusi dari masing-masing resonan. Semakin tinggi $\Delta\chi^2$ yang ditunjukkan maka semakin besar kontribusi resonan tersebut dalam perhitungan. Berdasarkan kontribusi paling signifikan dipilih resonan nukleon $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1900)$, dan $P_{11}(1840)$ untuk diplot guna memperjelas seberapa jauh kontribusinya pada *fit* data. Walaupun kontribusi dari resonan nukleon $P_{11}(1840)$ tidak signifikan pada Fit 1, tetapi kontribusinya sangat signifikan untuk Fit 2 dan Fit 3.

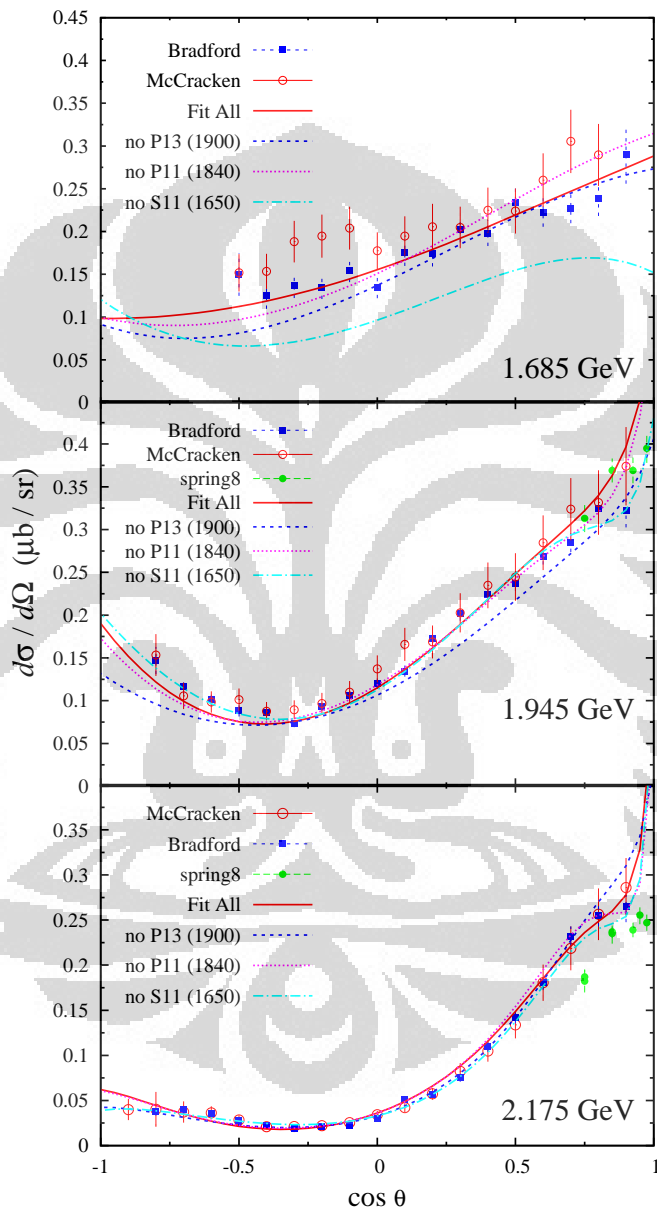
Pada semua gambar pada bab ini, data penampang lintang differensial terbaru tahun 2010 dari McCracken ditunjukkan dengan bentuk lingkaran terbuka warna merah, berikutnya disebut juga dengan **data baru**. Sedangkan data penampang lintang dari Bradford ditunjukkan dengan bentuk segiempat warna biru, pada pembahasan selanjutnya disebut sebagai **data lama**. Untuk data polarisasi C_x ditunjukkan dengan segiempat penuh warna biru dan data polarisasi C_z ditunjukkan oleh segiempat penuh warna merah. Plot hasil pendekatan teori yang melibatkan semua resonan yang telah disebutkan, ditunjukkan dengan garis warna merah dan selanjutnya disebut pula sebagai **grafik utama**. Garis putus-putus warna biru tua

memperlihatkan plot hasil pendekatan teori tanpa melibatkan resonan $P_{13}(1900)$. Garis putus-putus warna biru langit menunjukkan hasil pendekatan teori tanpa resonan $S_{11}(1650)$, sedangkan grafik titik-titik warna merah muda memperlihatkan pendekatan teori tanpa melibatkan resonan $P_{11}(1840)$.

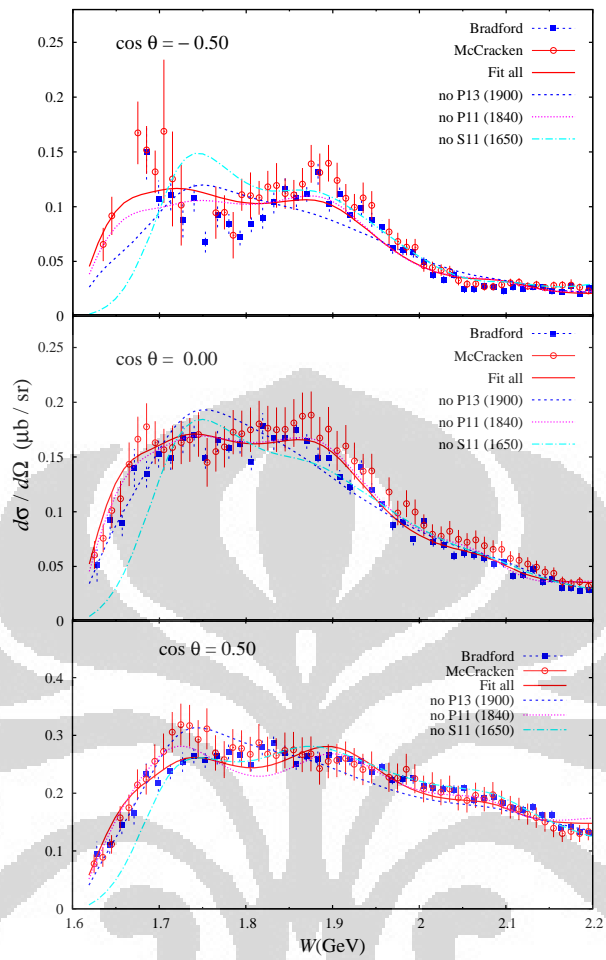
Gambar 4.2 sampai gambar 4.4 adalah plot grafik penampang lintang total fungsi energi, penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$, dan penampang lintang fungsi energi dari Fit 1. Gambar 4.5 sampai gambar 4.9 adalah plot grafik penampang lintang total fungsi energi, penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$, dan penampang lintang fungsi energi, polarisasi C_x , C_z fungsi energi dan polarisasi C_x , C_z fungsi $\cos \theta$ dari Fit 2. Gambar 4.10 sampai gambar 4.14 adalah plot grafik penampang lintang total fungsi energi, penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$, dan penampang lintang fungsi energi, polarisasi C_x fungsi energi, polarisasi C_z fungsi energi dan polarisasi C_x , C_z fungsi $\cos \theta$ dari Fit 3.



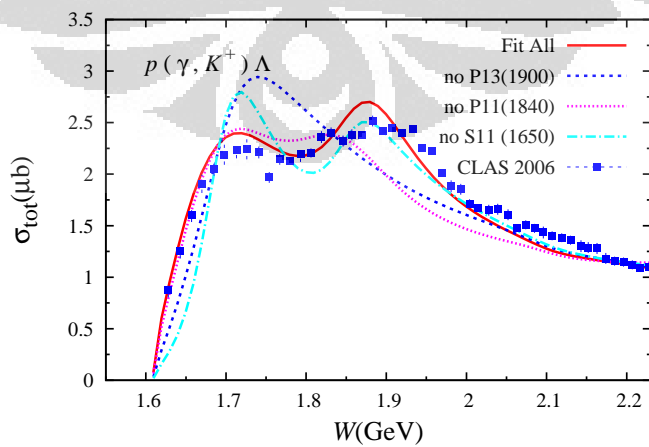
Gambar 4.2: Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 1.



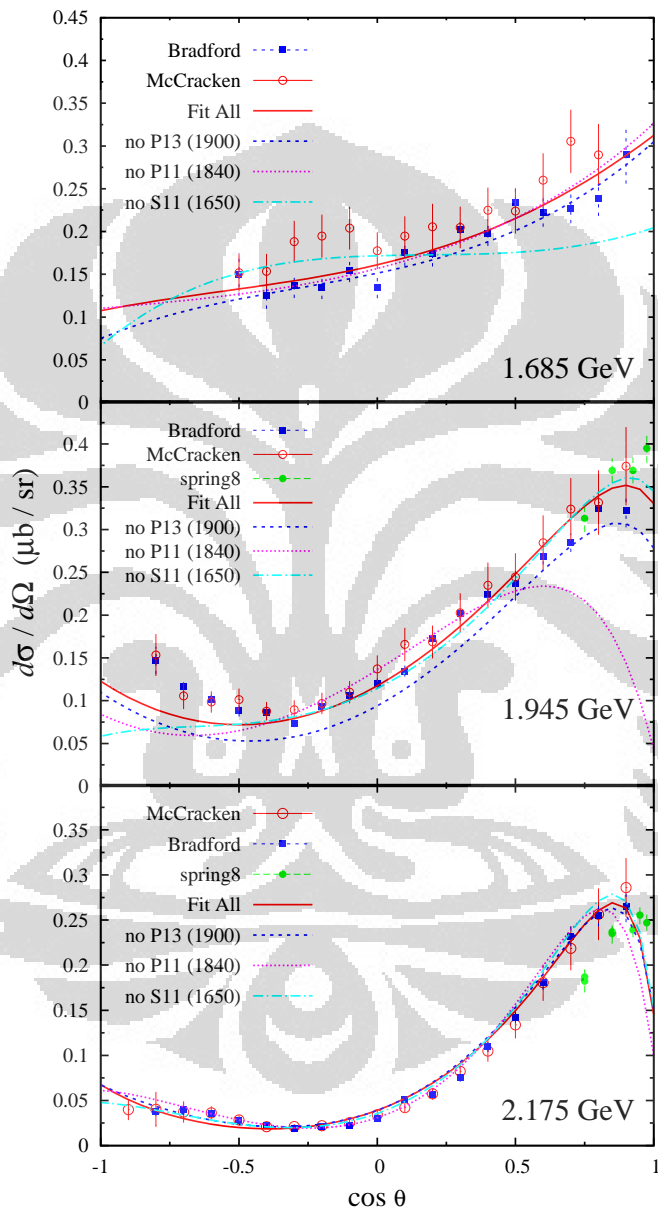
Gambar 4.3: Penampang lintang diferensial fungsi sudut untuk Fit 1.



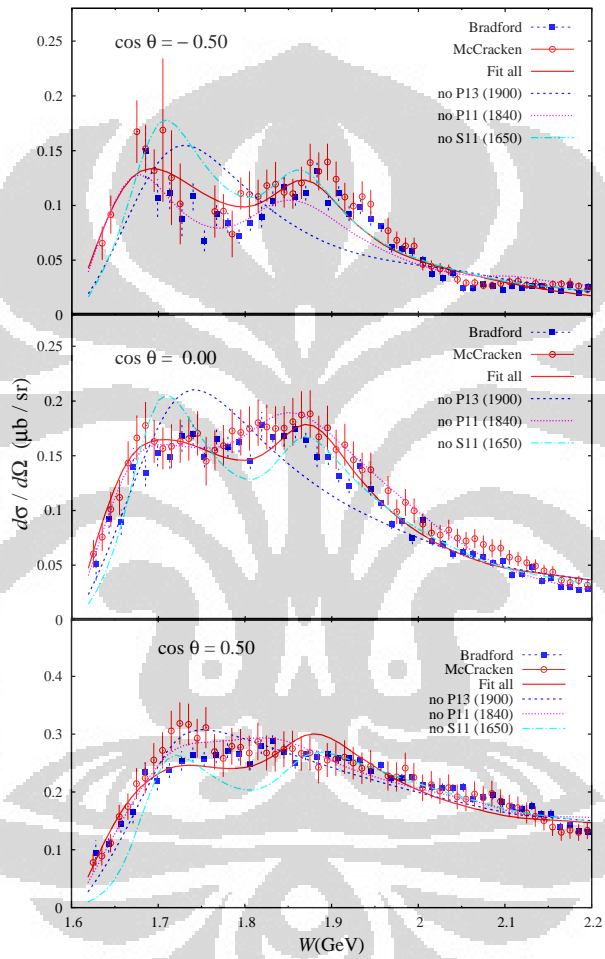
Gambar 4.4: Penampang lintang diferensial fungsi energi untuk Fit 1.



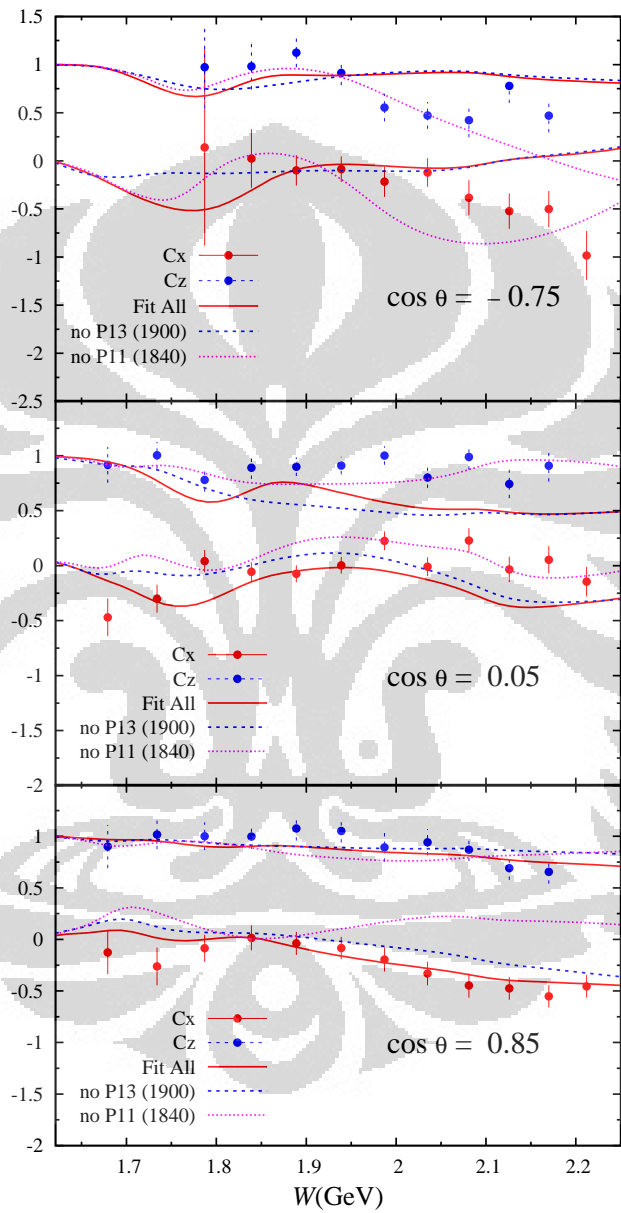
Gambar 4.5: Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2.



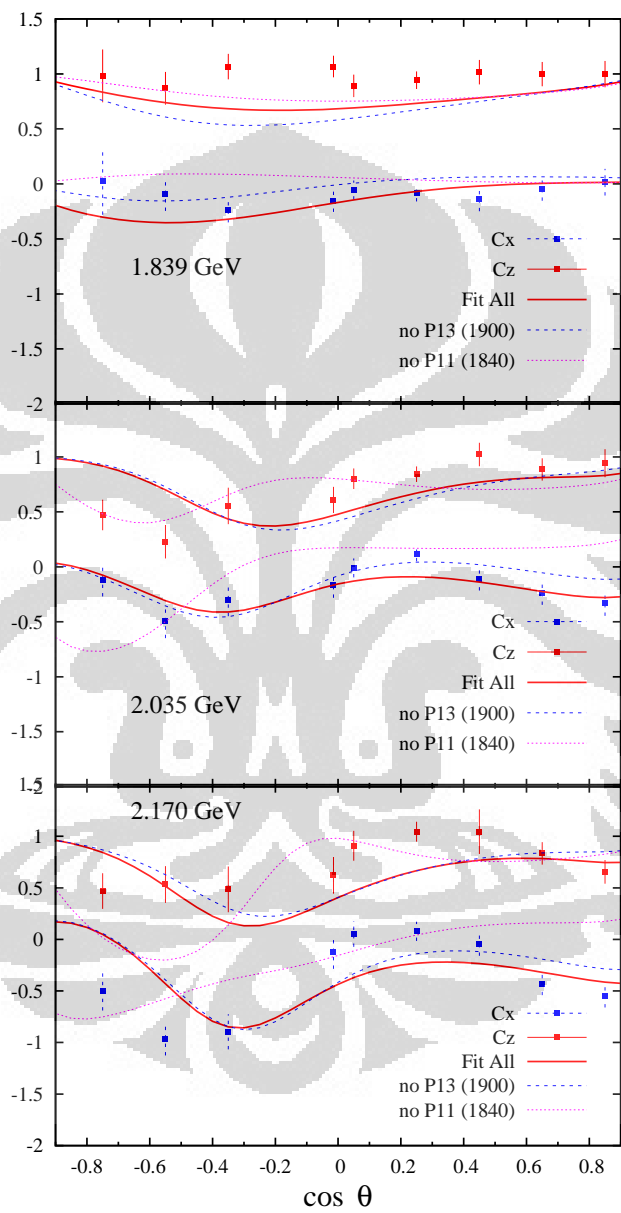
Gambar 4.6: Penampang lintang diferensial fungsi sudut untuk Fit 2.



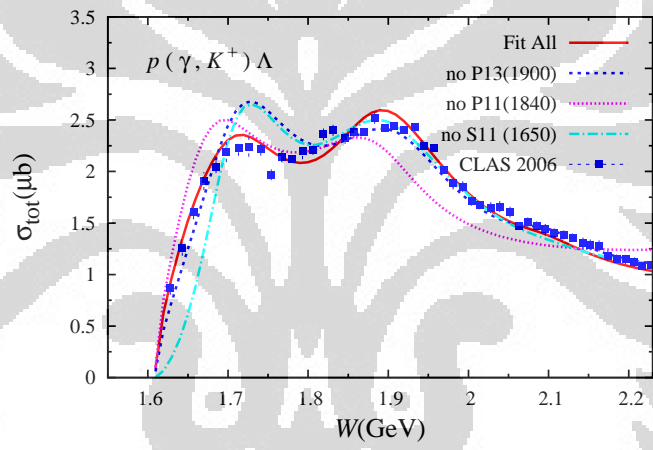
Gambar 4.7: Penampang lintang diferensial fungsi energi untuk Fit 2.



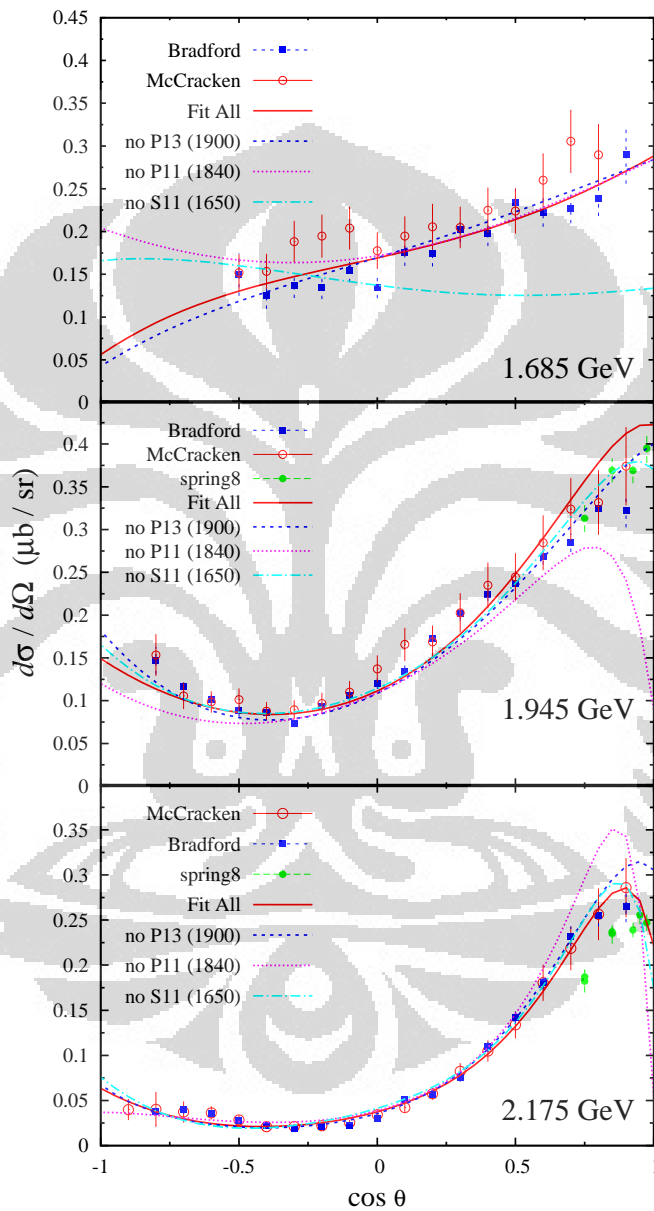
Gambar 4.8: Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi untuk Fit 2.



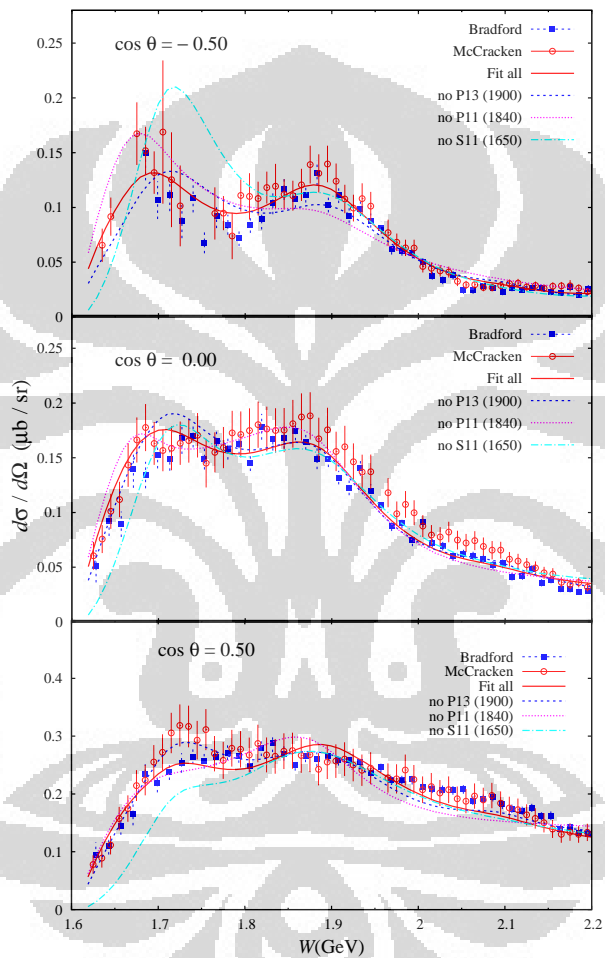
Gambar 4.9: Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut Fit 2.



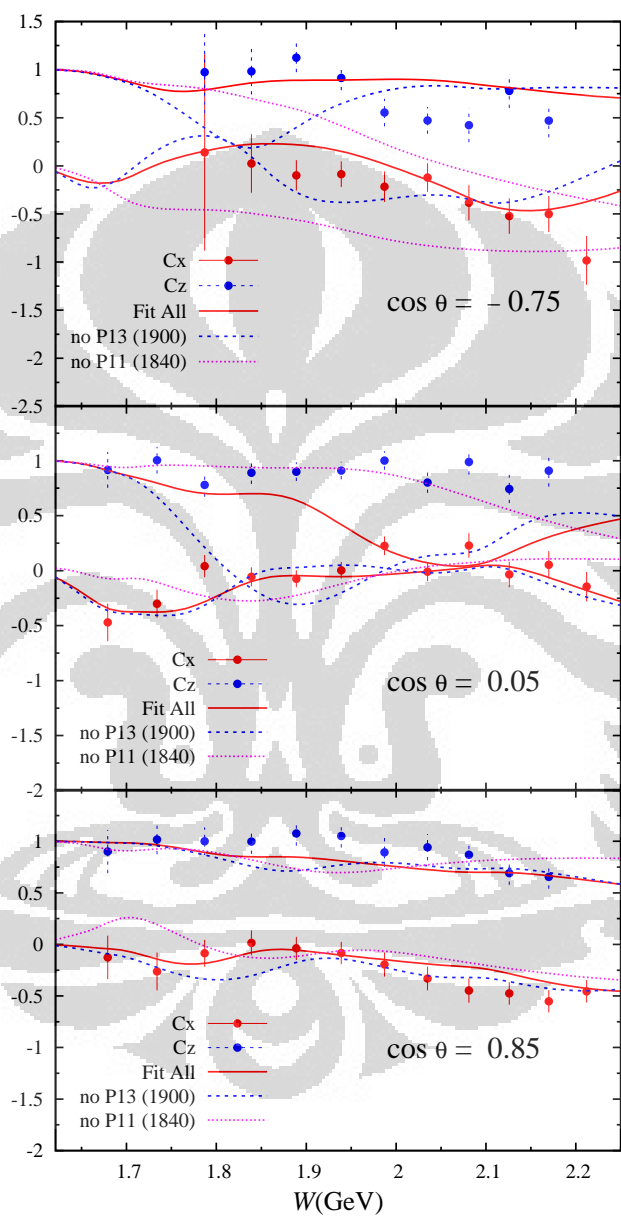
Gambar 4.10: Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 3.



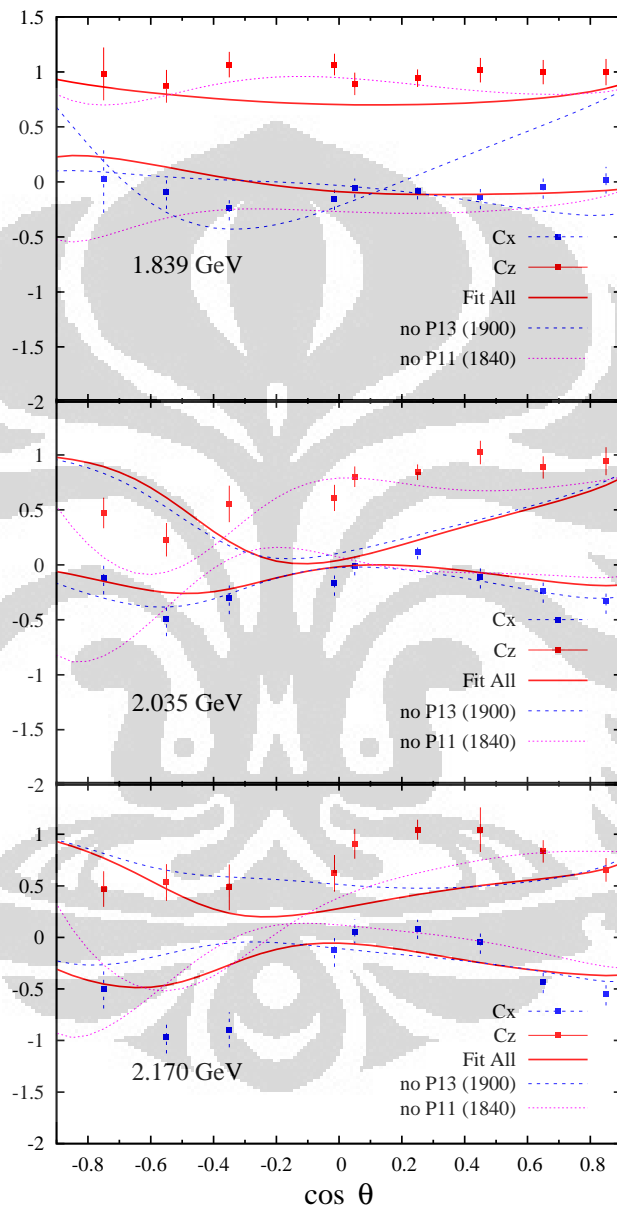
Gambar 4.11: Penampang lintang diferensial fungsi sudut untuk Fit 3.



Gambar 4.12: Penampang lintang diferensial fungsi energi untuk Fit 3.



Gambar 4.13: Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi untuk Fit 3.



Gambar 4.14: Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut untuk Fit 3.

BAB 5

PEMBAHASAN

Sesuai dengan tujuan, untuk menginvestigasi seberapa besar pengaruh dan kontribusi masing-masing resonan yang dilibatkan pada penelitian ini dalam mereproduksi data terbaru dari fotoproduksi $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ maka pada bab ini akan dibahas secara detail tentang kontribusi dari masing-masing resonan yang signifikan untuk semua rentang energi dan sudut. Dikarenakan penelitian ini dilakukan dengan menggunakan tiga Fit dengan pendekatan yang berbeda, maka sifat yang paling konsisten yang akan dipakai untuk menyimpulkan kontribusi dari masing-masing resonan tersebut.

5.1 Ulasan Ketiga Fit

Telah dijelaskan bahwa tiga metode *fit* digunakan pada penelitian ini. Hasil plot grafik dari ketiga *fit* tersebut telah ditunjukkan pada bab sebelumnya. Ulasan mendalam ketiga fit akan dijelaskan pada bagian ini.

5.1.1 Fit 1 dengan 3166 Data

Fit 1 menggunakan 3166 data tanpa menyertakan 400 data polarisasi C_x , C_z , O_x , O_z dan target asimetri. Untuk Fit 1 dilakukan *fit* terhadap massa dan *width* resonan nukleon $P_{13}(1900)$ dan $P_{11}(1840)$. Pada tabel 4.3 ditunjukkan bahwa Fit 1 memiliki nilai χ^2/N sebesar 2,148 dan merupakan nilai χ^2/N paling kecil dibandingkan dua fit yang lain. Hal ini dapat dipahami karena pada Fit 1 dilakukan *fit* data yang paling sedikit diantara dua model Fit yang lain, hal ini menyebabkan grafik lebih mudah untuk mengikuti alur data. Nilai χ^2 untuk masing-masing data ditunjukkan oleh tabel 5.1.

Walaupun tiga dari lima sumber data menunjukkan nilai χ^2 lebih jelek dari dua Fit yang lain seperti yang ditunjukkan oleh 5.1, tetapi nilai χ^2 total dari Fit 1 untuk 3166 data tetap menunjukkan nilai paling minimal diantara dua *fit* yang lain. Hal ini dikarenakan Fit 1 menghasilkan χ^2 terkecil dibandingkan dua Fit yang lain terhadap dua sumber data dengan jumlah paling dominan yaitu 1030 data dari CLAS 2005 dan 1928 data dari CLAS 2010, yang secara presentase berkontribusi lebih dari 93% dari seluruh data.

Tabel 5.1: Nilai χ^2 untuk masing-masing data

Data	χ^2		
	Fit1	Fit2	Fit3
CLAS 2005	1548,6	1932,3	1793,9
SPRING8 2005	245,0	140,3	83,8
LEPS 2007	242,9	214,9	105,6
GRAAL 2007	738,7	490,2	522,2
CLAS 2010	3961,7	5347,3	4720,1
Total 3166 data	6736,9	8124,9	7225,6
pol. C_x, C_z CLAS 2007	-	756,6	1414,8
GRAAL 2009	-	612,9	444,1
Total 3566 data	-	9494,4	9084,5

Kontribusi dari Resonan-Resonan

Pada grafik yang ditunjukkan oleh gambar 4.1 terlihat bahwa ada empat resonan yang sangat dominan dibandingkan dengan resonan-resonan lainnya. Pertama, resonan yang terlihat paling tinggi pada grafik tersebut adalah resonan nukleon $P_{13}(1720)$, bila kontribusi dari resonan $P_{13}(1720)$ pada perhitungan Fit 1 dihilangkan maka nilai dari χ^2 total naik sebesar 73,8% dibandingkan χ^2 total terbaik dari Fit 1. Resonan yang kontribusinya terbesar kedua adalah resonan nukleon $S_{11}(1650)$, bila kontribusi dari resonan ini dihilangkan maka nilai dari χ^2 total naik sebesar 58,2%. Berikutnya resonan paling dominan ketiga adalah $K^*(892)$, bila kontribusi dari $K^*(892)$ dihilangkan dari perhitungan nilai dari χ^2 total naik sebesar 48,3%. Resonan paling dominan keempat yaitu resonan nukleon $P_{13}(1900)$, bila kontribusinya dihilangkan pada perhitungan maka nilai dari χ^2 total naik sebesar 45,5%.

Pada sisi lain kontribusi paling kecil diperlihatkan oleh resonan nukleon $P_{11}(1710)$, bila resonan nukleon ini tidak dilibatkan dalam perhitungan, nilai χ^2 total naik kurang dari 0,1%. Selain itu, juga terdapat tiga resonan lain yang kontribusinya cukup kecil, bila salah satu dari resonan tersebut tidak diikuti dalam perhitungan kenaikan nilai dari χ^2 total naik kurang dari 5%. Resonan-resonan tersebut adalah resonan nukleon $D_{13}(1700)$, resonan nukleon $S_{11}(2090)$ dan resonan hyperon $S_{01}(1800)$.

Distribusi Fungsi Energi dari Penampang Lintang Total

Pada gambar 4.2, ditunjukkan plot grafik dari penampang lintang total fungsi energi, hasil plot data menunjukkan dua puncak, puncak pertama disekitar energi 1,7 GeV dan puncak kedua disekitar 1,9 GeV. Pada gambar tersebut terdapat empat plot grafik hasil perhitungan, yaitu plot grafik yang melibatkan semua resonan, dan tiga lainnya adalah plot hasil *fit* yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{13}(1900)$, $S_{11}(1650)$ dan $P_{11}(1840)$. Plot warna merah adalah plot untuk Fit 1 dengan melibatkan semua resonan, dan hasilnya terlihat cukup cocok dibandingkan dengan data penampang lintang total dari kolaborasi CLAS, selain itu plot grafik utama juga dapat mereproduksi dengan baik kedua puncak tersebut.

Pada gambar 4.2 ini, grafik warna biru dengan garis putus-putus menunjukkan hasil plot yang paling berbeda dibandingkan dengan ketiga grafik yang lain. Grafik yang tidak menyertakan kontribusi resonan nukleon $P_{13}(1900)$ ini, sama sekali tidak mereproduksi puncak kedua pada energi sekitar 1,9 GeV, sedangkan puncak pertama pada energi sekitar 1,7 GeV dapat direproduksi, walaupun terlalu besar (*overpredict*). Hal ini menunjukkan bahwa resonan nukleon $P_{13}(1900)$, sangat penting untuk menjelaskan puncak kedua. Gambar tersebut juga menunjukkan bahwa resonan nukleon $P_{13}(1900)$ juga cukup penting untuk menjelaskan puncak pertama, karena dapat meredam pengaruh yang berlebihan dari resonan disekitar energi 1,7 GeV agar plot grafik tidak lagi *overpredict* pada daerah tersebut.

Grafik dengan garis putus-putus warna biru laut yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$, memperlihatkan hasil yang cukup baik dalam kedua puncak grafik plot data, walaupun agak *overpredict* pada puncak pertama. Kelemahan yang paling mencolok dari grafik ini adalah tidak mampu untuk mereproduksi plot data pada daerah energi rendah disekitar *threshold*. Hal ini menunjukkan bahwa nukleon resonan $S_{11}(1650)$ cukup penting untuk mereproduksi plot data pada energi rendah di bawah 1,7 GeV, meredam kontribusi berlebihan resonan-resonan pada daerah puncak pertama di sekitar energi 1,7 GeV. Grafik titik-titik warna merah muda tidak memperlihatkan beda yang signifikan dibandingkan dengan grafik yang melibatkan semua resonan, yang berarti kontribusi nukleon resonan $P_{11}(1840)$, tidak begitu besar untuk mereproduksi plot data penampang lintang total untuk Fit 1.

Distribusi Angular dari Penampang Lintang Differensial

Pada plot grafik hasil Fit 1 untuk mereproduksi data penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$, menunjukkan hasil yang sangat bagus untuk semua rentang energi. Sebagai gambaran tentang hasil dari Fit 1 ditunjukkan tiga plot grafik pada energi rendah 1,685 GeV, energi sedang 1,945 GeV dan energi tinggi 2,175 GeV seperti

terlihat pada gambar 4.3.

Seperti yang ditunjukkan oleh gambar tersebut, untuk energi rendah grafik hasil *fit* ini cenderung untuk mengikuti data lama dari Bradford yang menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah. Pada energi sedang data baru dari McCracken cenderung mengikuti data lama dari Bradford sehingga hasil plot Fit 1 dapat mengikuti kedua data untuk hampir semua rentang sudut, kecuali pada daerah sudut kecil *forward area*, terdapat perbedaan distribusi data antara data baru dan data lama. Pada daerah ini, plot hasil *fit* cenderung untuk mengikuti data baru yang menunjukkan penampang lintang differensial dengan nilai yang lebih besar. Hal ini dapat dipahami karena ditunjang pula oleh adanya data dari SPRING8 untuk daerah sudut kecil yang cenderung untuk menghasilkan nilai penampang lintang differensial yang lebih tinggi daripada data lama. Untuk energi tinggi data baru dari kolaborasi CLAS juga menunjukkan nilai yang hampir sama dengan data lama, alur kedua data itupun dapat diikuti dengan baik oleh plot grafik hasil Fit 1 untuk semua rentang sudut. Data untuk sudut kecil pada energi tinggi yang dihasilkan oleh SPRING8 tidak banyak mempengaruhi plot grafik ini.

Ketiga grafik lain yang masing-masing tidak melibatkan resonan nukleon $P_{13}(1900)$, $P_{11}(1840)$ dan $S_{11}(1650)$ mempunyai karakter yang berbeda dalam mengikuti plot data penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$ ini. Plot grafik titik-titik warna merah muda yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{11}(1840)$, tidak memperlihatkan perbedaan yang mencolok dengan grafik utama. Sedangkan plot grafik garis putus-putus biru laut yang tidak melibatkan nukleon $S_{11}(1650)$ kembali memperlihatkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah untuk semua sudut dibandingkan plot data pada energi rendah, pada energi sedang dan tinggi grafik ini cukup mirip untuk semua sudut kecuali untuk sudut kecil grafik ini menunjukkan kecenderungan berbeda dengan grafik utama, karena lebih mengikuti data lama daripada data baru. Untuk plot grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{13}(1900)$ warna biru dengan garis putus-putus memperlihatkan perbedaan yang bervariasi terhadap grafik utama pada masing-masing energi, tetapi perbedaan yang ditunjukkan tidak terlalu signifikan dibandingkan grafik utama. Pada energi rendah dan sedang plot grafik ini memperlihatkan nilai penampang lintang differensial yang sedikit lebih rendah daripada plot data untuk daerah sudut besar (*backward area*).

Distribusi Fungsi Energi dari Penampang Lintang Differensial

Secara umum plot grafik penampang lintang differensial fungsi energi oleh data lama dan baru dari CLAS menunjukkan kecenderungan yang mirip dengan plot data penampang lintang total fungsi energi, terdapat dua puncak disekitar energi 1,7 GeV dan 1,9 GeV. Seperti diperlihatkan gambar 4.4 yang merepresentasikan plot

grafik untuk sudut besar (*backward angle*) dengan $\theta = 120^0$, sudut sedang dengan $\theta = 90^0$ dan sudut kecil (*forward angle*) dengan $\theta = 60^0$, kedua plot data memiliki kemiripan yang cukup besar pada energi tinggi diatas 2 GeV. Pada sisi lain kedua data memperlihatkan perbedaan untuk detail kedua puncak, baik dari segi posisi ataupun untuk nilai penampang lintang differensial yang ditunjukkan pada masing-masing sudut. Perbedaan yang paling konsisten dari kedua data adalah besarnya penampang lintang differensial pada kedua puncak, data baru dari McCracken cenderung untuk menunjukkan nilai penampang lintang yang lebih besar daripada data lama dari Bradford. Hal yang paling jelas terlihat yaitu nilai dari penampang lintang differensial data baru ini menunjukkan nilai yang relatif besar dibanding data lama untuk daerah sudut kecil.

Grafik penampang lintang differensial hasil plot dengan pendekatan metode Fit 1, yang ditunjukkan oleh garis warna merah memperlihatkan hasil yang cukup baik dalam mereproduksi plot data seperti yang terlihat pada ketiga gambar. Pada bagian puncak pertama disekitar energi 1,7 GeV plot grafik utama cenderung untuk mengikuti penampang lintang differensial dari data lama yang memiliki nilai yang lebih kecil. Sementara untuk bagian puncak kedua dengan energi sekitar 1,9 GeV, pada sudut besar dan sedang, grafik utama cenderung memperlihatkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah daripada nilai dari kedua data, tetapi masih dalam daerah *errorbar* dari data. Untuk sudut kecil grafik cenderung untuk mengakomodasi kedua data sehingga plot grafik utama terdapat diantara data-data tersebut.

Sesuai dengan plot penampang lintang total fungsi energi, grafik yang tidak melibatkan nukleon resonan $P_{13}(1900)$ tidak dapat mereproduksi puncak kedua pada semua sudut. Fenomena lain terjadi untuk puncak pertama di daerah sekitar energi disekitar 1,7 GeV, terdapat hasil beragam untuk masing-masing sudutnya. Untuk sudut besar dan sedang, puncak kedua selalu direproduksi pada energi yang lebih besar daripada puncak yang dihasilkan oleh puncak data. Hal ini berarti pada sudut besar dan sedang nukleon resonan $P_{13}(1900)$ penting untuk menggeser puncak pertama ke posisi energi yang lebih rendah sesuai dengan plot data. Di sisi lain untuk sudut kecil plot grafik yang tidak menyertakan nukleon resonan $P_{13}(1900)$ ini mampu mereproduksi dengan baik plot data baru dari CLAS. Fenomena ini menunjukkan bahwa disertakannya nukleon resonan $P_{13}(1900)$ memiliki kelemahan, yaitu pada daerah sudut kecil resonan ini terlalu meredam resonan lain pada daerah puncak kedua sehingga nilai dari penampang lintang differensialnya mengikuti nilai dari data lama yang lebih kecil.

Grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah dari data untuk energi yang rendah

pada semua sudut, sesuai dengan yang telah terlihat pada grafik penampang lintang total fungsi energi dan penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$. Karakter baru yang dapat dilihat dari grafik ini yaitu pada sudut besar dan sedang, puncak pertama direproduksi dengan posisi energi yang lebih besar, dari yang ditunjukkan oleh plot data. Hal ini menunjukkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ penting untuk mereproduksi puncak pertama dengan tepat pada sudut besar dan sedang. Hal berbeda ditunjukkan oleh grafik ini pada daerah sudut kecil, posisi dari puncak yang dihasilkan cukup baik, tetapi besar dari nilai penampang lintang differensialnya mengikuti data lama bahkan semakin kecil sudut nilai penampang lintang differensialnya cenderung lebih rendah dari data lama. Hal ini bermakna bahwa resonan nukleon $S_{11}(1650)$ ikut andil dalam menguatkan kontribusi resonan pada daerah 1,7 GeV sehingga dapat menghasilkan puncak pertama yang baik. Untuk puncak kedua, hasil plot grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ cukup identik dengan grafik utama, kecuali pada daerah sudut sedang, terlihat bahwa grafik ini menghasilkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah dari yang dihasilkan oleh plot data. Maka dapat dikatakan bahwa resonan nukleon $S_{11}(1650)$ berpengaruh untuk mereproduksi puncak kedua dengan tepat dengan meningkatkan kontribusi dari resonan pada daerah energi 1,9 GeV.

Berbeda dengan grafik penampang lintang total fungsi energi dan penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$, grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{11}(1840)$ memperlihatkan perbedaan yang cukup jelas pada plot grafik penampang lintang differensial fungsi energi ini terutama pada grafik-grafik sudut kecil. Grafik ini mereproduksi nilai penampang differensial yang lebih baik daripada grafik utama dalam hal mereproduksi puncak pertama pada grafik sudut kecil. Hal ini berarti bahwa resonan nukleon $P_{11}(1840)$ mempunyai sifat meredam kontribusi dari resonan pada energi sekitar 1,7 GeV, sehingga grafik dari plot utama menunjukkan hasil data lama dengan nilai penampang lintang differensial yang lebih kecil.

5.1.2 Fit 2 dengan 3566 data

Dapat dilihat pada tabel 5.1 bahwa Fit 2 menunjukkan hasil lebih baik dari dua Fit lain hanya untuk 132 titik data dari GRAAL 2007, dan 202 titik data polarisasi C_x dan C_z dari CLAS 2007 yang hanya kurang dari 10% dari total titik data yang *dit*. Namun hasil Fit ini tetap penting untuk ditunjukkan dalam penelitian ini karena selain sebagai pembanding dari dua Fit yang lain, Fit 2 juga untuk ditunjukkan untuk membuktikan benar tidaknya klaim dari grup Bonn-Gatchina [11] bahwa kontribusi dari nukleon resonan $P_{13}(1900)$ sangat penting untuk mereproduksi data fotoproduksi $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$, serta dapat menjelaskan dengan baik data polarisasi C_x dan C_z . Walaupun perbedaan dengan nilai χ^2/N dari Fit 3

tidak terlalu signifikan, tetapi besar χ^2/N terbaik sebesar 2,684 yang dihasilkan Fit 2 merupakan nilai paling tinggi diantara kedua Fit yang lain.

Kontribusi dari Resonan-Resonan

Dapat dilihat pada gambar 4.1, bahwa terdapat empat resonan dengan kontribusi paling dominan untuk Fit 2. Pertama yang paling dominan adalah resonan nukleon $P_{13}(1900)$, bila kontribusi dari resonan ini dihilangkan dari perhitungan maka nilai dari χ^2 total akan naik sebesar 61,9 %. Resonan paling dominan kedua adalah resonan nukleon $S_{11}(1650)$, bila resonan ini tidak disertakan dalam perhitungan maka nilai χ^2 total akan naik sebesar 60,5 %. Resonan berikutnya yang paling dominan ketiga adalah $P_{11}(1840)$, yang menaikkan nilai χ^2 total sebesar 59,0 % bila resonan ini tidak dipakai dalam perhitungan. Keempat adalah resonan nukleon $P_{13}(1720)$ yang jika tidak dilibatkan dalam perhitungan nilai dari χ^2 total akan meningkat sebesar 42,5 %.

Pada sisi lain, sama halnya dengan yang terlihat pada Fit 1, kontribusi resonan nukleon $P_{11}(1710)$ tetap menjadi resonan nukleon dengan kontribusi paling kecil, bila resonan ini tidak dilibatkan dalam perhitungan nilai dari χ^2 total hanya naik sebesar 2,0 %. Selain itu juga terdapat dua resonan lain kontribusinya sangat kecil, bila resonan ini tidak dilibatkan dalam perhitungan, kenaikan dari χ^2 hanya kurang dari 5 %. Resonan tersebut adalah resonan nukleon $P_{11}(2100)$ dan resonan hyperon $S_{01}(1800)$.

Distribusi Fungsi Energi dari Penampang Lintang Total

Sama seperti grafik untuk Fit 1, pada plot grafik penampang lintang total fungsi energi yang ditunjukkan gambar 4.5 juga terdapat empat plot grafik hasil perhitungan. Plot warna merah adalah plot untuk Fit 2 dengan melibatkan semua resonan, dan hasilnya terlihat cukup cocok dibandingkan dengan data penampang lintang total dari kolaborasi CLAS, selain itu plot grafik utama juga dapat mereproduksi dengan baik kedua puncak tersebut.

Grafik yang tidak menyertakan kontribusi resonan nukleon $P_{13}(1900)$ ini, seperti pada Fit 1, sama sekali tidak mereproduksi puncak kedua pada energi sekitar 1,9 GeV, sedangkan puncak pertama pada energi sekitar 1,7 GeV dapat direproduksi, walaupun nilainya terlalu besar (*overpredict*) juga. Hal ini menunjukkan bahwa resonan nukleon $P_{13}(1900)$, sangat penting untuk menjelaskan puncak kedua. Gambar tersebut juga menunjukkan bahwa resonan nukleon $P_{13}(1900)$ juga cukup penting untuk menjelaskan puncak pertama, karena dapat meredam pengaruh yang berlebihan dari resonan disekitar energi 1,7 GeV agar plot grafik tidak lagi *overpredict*

pada daerah tersebut. Hal yang berbeda dari Fit 1, pada energi rendah sedikit di atas *threshold* 1,6 GeV, grafik ini menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang cukup rendah dibandingkan dengan grafik utama yang sesuai plot data. Hal ini menunjukkan selain resonan nukleon P_{13} meredam resonan pada daerah puncak pertama tapi disisi lain juga meningkatkan kontribusi resonan pada sekitar *threshold*

Grafik dengan garis putus-putus warna biru laut yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$, terlihat mereproduksi kedua puncak plot data, tetapi puncak pertama yang dihasilkan menunjukkan hasil yang *overpredict*. Hal ini mempunyai arti bahwa resonan nukleon $S_{11}(1650)$ membantu meredam resonan disekitar puncak pertama sehingga grafik utama dapat menjelaskan puncak pertama dengan cukup baik. Untuk puncak kedua pada energi sekitar 1,9 GeV terlihat bahwa kontribusi dari resonan ini ikut membuat grafik utama sedikit *overpredict* terhadap plot data. Seperti halnya pada Fit 1 kelemahan dari grafik ini adalah tidak mampu untuk mereproduksi plot data pada daerah energi rendah sedikit di atas energi *threshold*. Hal ini menunjukkan bahwa nukleon resonan $S_{11}(1650)$ cukup penting untuk mereproduksi plot data pada energi rendah di bawah 1,7 GeV.

Berbeda dengan Fit 1 grafik titik-titik warna merah muda yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ pada Fit 2 memperlihatkan beda yang cukup signifikan dibandingkan dengan grafik utama. Perbedaan itu terlihat jelas pada puncak kedua di sekitar energi 1,9 GeV dan energi tinggi di atasnya sampai mendekati nilai energi 2,2 GeV. Puncak kedua yang dibentuk oleh grafik ini bergeser sekitar 0,5 GeV lebih rendah daripada plot data. Hal ini dapat diartikan bahwa resonan $S_{11}(1650)$ membantu menempatkan puncak data utama pada posisi yang tepat, walaupun pada sisi lain ikut andil membuat puncak yang dihasilkan grafik utama sedikit *overpredict*.

Distribusi Angular Penampang Lintang Differensial

Pada plot grafik hasil Fit 2 untuk mereproduksi data penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$, menunjukkan hasil yang bagus untuk semua rentang energi, bagian yang dari plot grafik hasil perhitungan dari Fit 2 yang sedikit kurang memuaskan terjadi beberapa plot grafik utama untuk energi sedang, pada bagian sudut besar nilai dari penampang lintang differensial lebih rendah daripada plot dari data. Sebagai gambaran tentang hasil dari Fit 2 ditampilkan tiga plot grafik. Untuk energi rendah direpresentasikan dengan grafik pada energi 1,685 GeV, energi sedang direpresentasikan dengan grafik pada energi 1,945 GeV dan energi tinggi direpresentasikan dengan grafik pada energi 2,175 GeV seperti terlihat pada gambar 4.6.

Seperti yang ditunjukkan oleh gambar 4.6, untuk energi rendah grafik hasil *fit* ini cenderung untuk mengikuti data lama dari Bradford yang menunjukkan nilai

penampang lintang differensial yang lebih rendah. Pada energi sedang data baru dari McCracken cenderung mengikuti data lama dari Bradford kecuali pada daerah sudut kecil *forward area* terdapat perbedaan distribusi data antara data baru dan data lama. Pada daerah ini, plot hasil *fit* cenderung untuk mengikuti data baru yang menunjukkan penampang lintang differensial dengan nilai yang lebih besar. Hal ini dapat dipahami karena ditunjang pula oleh adanya data dari SPRING8 untuk daerah sudut kecil yang cenderung untuk menghasilkan nilai penampang lintang differensial yang lebih tinggi daripada data lama. Tetapi seperti dijelaskan sebelumnya, pada bagian sudut besar nilai dari penampang lintang differensial lebih rendah daripada plot dari data. Untuk energi tinggi data baru juga menunjukkan nilai yang hampir sama dengan data lama, alur kedua data itupun dapat diikuti dengan baik oleh plot grafik hasil Fit 2 untuk semua rentang sudut. Data untuk sudut kecil pada energi tinggi yang dihasilkan oleh SPRING8 cukup mempengaruhi plot grafik ini sehingga grafik turun curam pada bagian tersebut.

Ketiga grafik lain yang masing-masing tidak melibatkan resonan nukleon $P_{13}(1900)$, $P_{11}(1840)$ dan $S_{11}(1650)$ mempunyai karakter yang berbeda dalam mengikuti plot data penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$ ini. Plot grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{11}(1840)$, tidak memperlihatkan perbedaan yang besar dengan grafik utama pada energi rendah dan tinggi, bahkan untuk energi rendah grafik ini lebih baik dalam mereproduksi data daripada grafik utama. Namun untuk banyak plot grafik di rentang energi sedang, plot grafik ini menjadi sangat teredam untuk sudut kecil dan cukup teredam untuk sudut besar. Hal ini dapat diartikan bahwa untuk energi sedang resonan nukleon $P_{11}(1840)$ sangat berpengaruh dalam mereproduksi data terutama untuk sudut kecil dan cukup berpengaruh pada sudut besar. Sedangkan plot grafik garis putus-putus biru laut yang tidak melibatkan nukleon $S_{11}(1650)$ kembali memperlihatkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah untuk semua sudut dibandingkan plot data pada energi rendah. Pada energi sedang, grafik ini cukup mirip dengan plot data untuk semua sudut kecuali untuk sudut besar yang menunjukkan gejala teredam sehingga lebih nilai penampang lintang differensial yang dihasilkan lebih rendah daripada data.

Untuk plot grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{13}(1900)$ warna biru dengan garis putus-putus memperlihatkan perbedaan yang bervariasi terhadap grafik utama pada masing-masing energi, tetapi perbedaan yang ditunjukkan tidak terlalu signifikan. Pada energi rendah dan sedang plot grafik ini memperlihatkan nilai penampang lintang differensial yang sedikit lebih rendah daripada plot data untuk semua rentang sudut.

Distribusi Fungsi Energi dari Penampang Lintang Differensial

Grafik penampang lintang differensial hasil plot dengan pendekatan metode Fit 2, ditunjukkan oleh gambar 4.7. Grafik yang melibatkan semua resonan yang ditunjukkan oleh garis warna merah memperlihatkan hasil yang cukup baik dalam mereproduksi plot data seperti yang terlihat pada ketiga gambar. Tetapi terdapat beberapa masalah dalam plot grafik yang melibatkan semua resonan ini, pada plot-plot grafik untuk sudut besar dan kecil, puncak kedua pada energi sekitar 1,9 GeV dari plot data, tidak berhasil direproduksi dengan baik. Pada plot-plot grafik sudut kecil puncak kedua bergeser ke energi yang lebih rendah daripada data dan cenderung terlalu teredam sehingga menghasilkan nilai penampang lintang differensial yang lebih kecil. Untuk sudut besar posisi puncak kedua juga bergeser ke energi yang lebih kecil daripada plot data, tetapi sebaliknya nilai penampang lintang differensial *overpredict* pada daerah tersebut sehingga penampang lintangnya differensial yang ditunjukkan lebih besar daripada data. Sementara untuk puncak pertama disekitar energi 1,7 GeV plot grafik utama cenderung untuk mengikuti penampang lintang differensial dari data lama yang memiliki nilai yang lebih kecil dengan cukup baik.

Sesuai dengan plot penampang lintang total fungsi energi, grafik yang tidak melibatkan nukleon resonan $P_{13}(1900)$ tidak dapat mereproduksi puncak kedua pada semua sudut. Fenomena lain terjadi untuk puncak pertama pada energi sekitar 1,7 GeV, terdapat hasil beragam untuk masing-masing sudutnya. Untuk sudut besar dan sedang, puncak pertama selalu direproduksi pada energi yang lebih besar daripada puncak yang dihasilkan oleh data. Hal ini berarti pada sudut besar dan sedang nukleon resonan $P_{13}(1900)$ penting untuk menggeser puncak pertama ke posisi energi yang lebih rendah sesuai dengan plot data. Di sisi lain untuk sudut kecil plot grafik yang tidak menyertakan nukleon resonan $P_{13}(1900)$ ini mampu mereproduksi dengan baik plot data baru dari CLAS. Fenomena ini menunjukkan bahwa disertakannya nukleon resonan $P_{13}(1900)$ memiliki kelemahan, yaitu pada daerah sudut kecil resonan ini terlalu meredam resonan lain pada daerah puncak kedua sehingga nilai dari penampang lintang differensialnya mengikuti nilai dari data lama yang lebih kecil.

Grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah dari data untuk energi yang rendah pada semua sudut, sesuai dengan yang telah terlihat pada grafik penampang lintang total fungsi energi dan penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$. Dapat dilihat dari grafik-grafik ini yaitu pada sudut besar dan sedang, puncak pertama direproduksi dengan nilai penampang lintang differensial yang lebih besar, dari yang ditunjukkan oleh plot data. Hal ini menunjukkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ penting untuk mereproduksi puncak pertama dengan tepat pada sudut besar dan sedang.

Untuk puncak kedua, pada sudut besar dan sedang hasil plot grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ cukup identik dengan grafik utama. Pada plot-plot untuk sudut kecil, terlihat bahwa grafik ini menghasilkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah dari yang dihasilkan oleh grafik utama dan lebih tepat untuk menggambarkan data. Maka dapat dikatakan bahwa resonan nukleon $S_{11}(1650)$ ikut andil menguatkan kontribusi resonan disekitar energi daerah energi sekitar 1,9 GeV, sehingga terlibatnya resonan ini membuat plot pada rentang energi tersebut *overpredict*.

Grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{11}(1840)$ dapat mereproduksi dengan baik puncak pertama untuk semua plot sudut pada energi disekitar 1,7 GeV. Hal ini berarti resonan ini hanya memiliki kontribusi yang kecil pada rentang energi tersebut. Namun pada sisi lain gejala sangat teredam pada energi disekitar 1,9 GeV terlebih untuk sudut kecil dan besar. Hal ini berarti kontribusi dari resonan $P_{11}(1840)$ sangat penting untuk rentang energi tersebut dan membantu grafik utama dapat mereproduksi puncak kedua dengan cukup baik.

Distribusi Data Polarisasi C_x dan C_z

Jumlah data dari polarisasi C_x dan C_z hanya sebesar 5,7 % dari total 3566 titik data yang digunakan. Namun hal ini menjadi penting untuk dibahas karena data polarisasi penting makna fisiknya untuk menjelaskan proses sebenarnya dari sebuah reaksi dan suatu teori bisa tidak dipakai lagi jika gagal dalam menjelaskan distribusi data polarisasi. Dapat dilihat pada tabel 5.2 bahwa untuk Fit 2, kontribusi χ^2 dari data ini sebesar 756,6. Angka ini merupakan nilai yang terkecil dibandingkan Fit 3 ataupun jika kontribusi salah satu resonan dihilangkan sekalipun.

Seperti terlihat pada gambar 4.8 dan 4.9, hasil plot yang melibatkan semua resonan pada Fit 2 untuk polarisasi C_x dan C_z menunjukkan hasil yang cukup baik terhadap plot data. Bila resonan nukleon $P_{13}(1900)$ dihilangkan kontribusinya hasil plot grafiknya tidak berbeda terlalu signifikan, secara kasat mata hampir sama dengan plot yang ditunjukkan grafik utama. Saat kontribusi resonan nukleon $P_{11}(1840)$ dihilangkan dari perhitungan terlihat bahwa grafik melenceng banyak dari grafik utama pada beberapa rentang energi dan sudut tertentu. Pada tabel 5.2 nilai dari χ^2 untuk data polarisasi C_x dan C_z tanpa menyertakan resonan $P_{11}(1840)$ menunjukkan perbedaan sedikit lebih tinggi namun tidak terlalu signifikan dibandingkan jika resonan $P_{13}(1900)$ tidak disertakan dalam perhitungan. Maka dapat dikatakan bahwa pada Fit 2, $P_{11}(1840)$ lebih signifikan dalam mereproduksi distribusi data polarisasi C_x dan C_z daripada $P_{13}(1900)$.

Tabel 5.2: Kontribusi χ^2 fit data polarisasi C_x dan C_z

Resonan	Fit 2			Fit 3		
	$\Delta\chi^2$	χ^2 total	kontribusi (%)	$\Delta\chi^2$	χ^2 total	kontribusi (%)
Semua	756,6	9494,4	8,0	1414,8	9084,5	15,6
tanpa $P_{13}(1900)$	1021,9	15369,7	6,6	4090,2	14603,6	28,0
tanpa $P_{11}(1840)$	1049,6	15096,2	7,0	919,8	14755,1	6,2

5.1.3 Fit 3 dengan 3566 data

Dapat dilihat pada tabel 5.1 bahwa Fit 3 menunjukkan hasil lebih baik dari Fit 2 lain kecuali untuk 132 titik data dari GRAAL 2007, dan 202 titik data polarisasi C_x dan C_z dari CLAS 2007. Hasil dari Fit 3 ini merupakan hal terpenting pada penelitian ini karena menunjukkan nilai yang cukup baik untuk semua data, dan juga melihat kontribusi yang paling dominan untuk mereproduksi kedua puncak yang ditunjukkan oleh grafik dari plot data penampang lintang total dan differensial fungsi energi.

Kontribusi dari Resonan-Resonan

Dapat dilihat pada gambar 4.1, bahwa terdapat empat resonan dengan kontribusi paling dominan untuk Fit 2. Pertama, resonan paling yang dominan diantara yang lain adalah resonan nukleon $S_{11}(1650)$, bila resonan ini tidak disertakan dalam perhitungan maka nilai χ^2 total akan naik sebesar 73,9 %. Resonan kedua yang paling dominan adalah resonan nukleon $P_{11}(1840)$, yang menaikkan nilai χ^2 total sebesar 62,4 %, bila resonan ini tidak dipakai dalam perhitungan. Resonan yang paling dominan ketiga adalah resonan nukleon $P_{13}(1900)$, bila kontribusi dari resonan ini dihilangkan dari perhitungan maka nilai dari χ^2 total akan naik sebesar 60,8 %. Resonan keempat yang kontribusinya besar adalah resonan nukleon $P_{13}(1720)$ yang jika tidak dilibatkan dalam perhitungan nilai dari χ^2 total akan meningkat sebesar 58,0 %.

Pada sisi lain, sama halnya dengan yang terlihat pada Fit 1 dan Fit 2, kontribusi resonan nukleon $P_{11}(1710)$ tetap menjadi resonan nukleon dengan kontribusi paling kecil, bila resonan ini tidak dilibatkan dalam perhitungan nilai dari χ^2 total naik kurang dari 1,9 %. Selain itu juga terdapat tiga resonan lain dengan kontribusi yang sangat kecil, bila resonan ini tidak dilibatkan dalam perhitungan, kenaikan dari χ^2 kurang dari 5 %. Resonan tersebut adalah resonan nukleon $S_{11}(2090)$, resonan nukleon $P_{11}(2100)$ dan resonan hyperon $S_{01}(1810)$.

Distribusi Fungsi Energi dari Penampang Lintang Total

Plot utama untuk Fit 3 dengan melibatkan semua resonan, dan hasilnya terlihat sangat memuaskan dalam mereproduksi plot data penampang lintang total dari kolaborasi CLAS. Ditunjukkan pula pada gambar 4.10 plot utama dapat menghasilkan dua puncak pada energi sekitar 1,7 GeV dan 1,9 GeV dengan ketepatan posisi dan besar yang cocok dengan data.

Grafik yang tidak menyertakan kontribusi resonan nukleon $P_{13}(1900)$, tidak seperti pada Fit 1 dan Fit 2, dapat mereproduksi puncak kedua pada energi sekitar 1,9 GeV dengan baik, tetapi sama seperti sebelumnya puncak pertama pada energi sekitar 1,7 GeV dapat direproduksi, walaupun nilainya penampang lintang totalnya terlalu besar. Hal ini menunjukkan fenomena baru bahwa resonan nukleon $P_{13}(1900)$, tidak begitu menonjol kontribusinya untuk menjelaskan puncak kedua. Tetapi konsisten dengan dua plot grafik sebelumnya, resonan ini cukup penting untuk menjelaskan puncak pertama, karena dapat meredam pengaruh yang berlebihan dari resonan disekitar energi 1,7 GeV agar plot grafik tidak *overpredict* pada daerah tersebut.

Grafik dengan garis putus-putus warna biru laut yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$, terlihat mereproduksi kedua puncak plot data, tetapi puncak pertama yang dihasilkan menunjukkan hasil yang *overpredict*. Hal ini mempunyai arti bahwa resonan nukleon $S_{11}(1650)$ membantu meredam resonan disekitar puncak pertama sehingga grafik utama dapat menjelaskan puncak pertama dengan cukup baik. Untuk puncak kedua pada energi sekitar 1,9 GeV dapat direproduksi oleh grafik ini dengan cukup baik. Konsisten dengan grafik untuk Fit 1 dan Fit 2, grafik ini tidak dapat untuk mereproduksi plot data pada daerah energi rendah sedikit di atas energi *threshold*. Hal ini menunjukkan bahwa nukleon resonan $S_{11}(1650)$ cukup penting untuk mereproduksi plot data pada energi rendah di bawah 1,7 GeV.

Grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ pada Fit 3 memperlihatkan beda yang cukup signifikan dibandingkan dengan grafik utama pada sebagian besar rentang energi. Terlihat pada puncak kedua di sekitar energi 1,9 GeV sampai energi sekitar 2,15 GeV, penampang lintang differensial yang dihasilkan grafik selalu menunjukkan nilai lebih rendah dari plot grafik yang ditunjukkan oleh data. Sementara puncak pertama pada energi sekitar 1,7 GeV dapat dibentuk oleh grafik, tetapi posisinya bergeser ke energi yang lebih rendah daripada plot data. Selain itu nilai differensial yang dihasilkan pada rentang disekitar energi tersebut sampai mendekati energi *threshold* menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih besar daripada data. Dari fakta-fakta ini dapat diartikan bahwa resonan $S_{11}(1650)$ untuk Fit3 sangat efektif dalam mereproduksi kedua puncak dengan baik. Pada puncak kedua kontribusi dari resonan ini dapat bersuperposisi dengan resonan lain pada

rentang energi 1,9 GeV sehingga plot utama dapat mereproduksi puncak pertama dengan baik. Kontribusi resonan ini untuk puncak kedua yaitu dapat meredam kontribusi dari resonan pada energi dibawah 1,7 GeV sehingga puncak kedua direproduksi dengan tepat oleh grafik utama.

Distribusi Angular dari Penampang Lintang Differensial

Plot grafik hasil Fit 3 untuk data penampang lintang differensial fungsi $\cos \theta$, menunjukkan hasil yang cukup bagus untuk semua rentang energi. Sebagai gambaran tentang hasil dari Fit 3 ditampilkan tiga plot grafik. Untuk energi rendah direpresentasikan dengan grafik pada energi 1,685 GeV, energi sedang direpresentasikan dengan grafik pada energi 1,945 GeV dan energi tinggi direpresentasikan dengan grafik pada energi 2,175 GeV seperti terlihat pada gambar 4.11.

Seperti yang ditunjukkan oleh gambar tersebut, untuk energi rendah grafik hasil *fit* ini cenderung untuk mengikuti data lama dari Bradford yang menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah. Pada daerah sudut kecil, plot grafik hasil Fit3 cenderung untuk mengikuti data baru yang menunjukkan penampang lintang differensial dengan nilai yang lebih besar dan menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih besar daripada data baru, tetapi masih dalam jangkauan *errorbars*. Untuk energi tinggi alur plot dari kedua data dapat diikuti dengan baik oleh plot grafik hasil Fit 3 untuk semua rentang sudut. Data untuk sudut kecil pada energi tinggi yang dihasilkan oleh SPRING8 cukup mempengaruhi plot grafik ini sehingga grafik turun pada bagian tersebut.

Seperti halnya dua Fit yang lain plot grafik yang tidak melibatkan nukleon $S_{11}(1650)$ untuk Fit 3 kembali memperlihatkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah untuk semua sudut dibandingkan plot data pada energi sedikit diatas *threshold*. Untuk energi disekitar 1,7 GeV grafik justru penunjukkan gejala *overpredict untuk sudut besar*. Pada energi sedang dan tinggi, grafik ini cukup mirip dengan plot data untuk semua sudut.

Plot grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{11}(1840)$ menunjukkan gejala sedikit *overpredict* pada sudut besar untuk rentang energi rendah. Sementara untuk plot grafik pada rentang energi sedang, grafik-grafik ini menjadi sangat teredam untuk sudut kecil. Hal ini dapat diartikan bahwa untuk energi sedang resonan nukleon $P_{11}(1840)$ sangat berpengaruh untuk bersuperposisi dengan resonan lain pada energi sedang dalam mereproduksi data terutama untuk sudut kecil. Sebaliknya untuk plot grafik pada rentang energi tinggi, grafik-grafik ini menjadi *overpredict* untuk sudut kecil. Hal ini dapat diartikan bahwa untuk energi sedang resonan nukleon $P_{11}(1840)$ sangat berpengaruh dalam meredam pengaruh resonan pada energi besar untuk sudut kecil. Untuk plot grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{13}(1900)$

memperlihatkan perbedaan yang tidak signifikan dibandingkan grafik utama pada masing-masing energi.

Distribusi Fungsi Energi dari Penampang Lintang Differensial

Grafik penampang lintang differensial hasil plot dengan pendekatan metode Fit 3, ditunjukkan oleh gambar 4.12. Grafik yang melibatkan semua resonan yang ditunjukkan oleh garis warna merah memperlihatkan hasil yang baik dalam mereproduksi plot data seperti yang terlihat pada ketiga gambar. Terlihat pada ketiga gambar untuk semua rentang sudut plot grafik utama cenderung untuk mengikuti penampang lintang differensial dari data lama yang memiliki nilai yang lebih kecil dengan cukup baik. Hal ini juga dapat terlihat untuk reproduksi dari kedua puncak pada semua rentang sudut yang juga mengikuti alur dari data dari Bradford.

Sesuai dengan plot penampang lintang total fungsi energi, grafik yang tidak melibatkan nukleon resonan $P_{13}(1900)$ dapat mereproduksi puncak kedua pada semua sudut dengan baik. Hal lain terjadi untuk reproduksi puncak pertama pada energi sekitar 1,7 GeV. Pada sudut besar puncak pertama yang dihasilkan menunjukkan sedikit pergeseran posisi ke daerah energi yang lebih besar daripada yang ditunjukkan oleh data, sementara penampang lintang yang dihasilkan juga menunjukkan nilai sedikit lebih besar dari plot data. Namun untuk rentang sudut sedang sampai kecil, grafik ini menghasilkan puncak pertama yang sesuai dengan data baru. Hal ini dapat diartikan bahwa resonan nukleon $P_{13}(1900)$ terlalu meredam kontribusi dari resonan lain pada energi sekitar 1,7 GeV pada sudut sedang dan besar sehingga grafik utama lebih mengikuti data lama.

Grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ sesuai dengan Fit 1 dan Fit 2, menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih rendah dari data untuk energi yang rendah pada semua sudut. Dapat dilihat dari grafik-grafik ini pada sudut kecil, puncak pertama direproduksi dengan nilai penampang lintang differensial yang jauh lebih besar, dari yang ditunjukkan oleh plot data. Hal ini menunjukkan resonan nukleon $S_{11}(1650)$ penting untuk mereproduksi puncak pertama dengan tepat pada sudut kecil dengan meredam kontribusi resonan-resonan pada energi sedikit diatas 1,7 GeV. Namun hal sebaliknya terjadi pada energi tinggi, grafik menunjukkan nilai penampang lintang differensial yang lebih kecil daripada plot data, sehingga tidak seperti pada sudut kecil, pada sudut besar resonan ini justru menguatkan kontribusi dari resonan-resonan pada rentang energi sedikit diatas 1,7 GeV. Dalam hal mereproduksi puncak kedua grafik ini dapat mengikuti grafik utama dengan baik, sehingga untuk Fit 3, resonan $S_{11}(1650)$ tidak banyak mempengaruhi resonan pada rentang energi sekitar 1,9 GeV di semua rentang sudut.

Grafik yang tidak melibatkan resonan nukleon $P_{11}(1840)$ dapat secara merepro-

duksi data dengan cukup baik, bahkan untuk sudut besar puncak pertama yang ditunjukkan oleh grafik ini dapat mengikuti data baru dengan baik. Hal ini berarti resonan ini meredam kontribusi dari resonan-resonan pada energi sekitar 1,7 GeV sehingga grafik utama cenderung untuk mengikuti data lama. Namun pada sisi lain gejala sangat teredam untuk sudut kecil untuk sebagian besar rentang energi. Hal ini berarti kontribusi dari resonan $P_{11}(1840)$ sangat penting untuk sudut kecil dalam membantu grafik utama mereproduksi data dengan baik.

Distribusi Data Polarisasi C_x dan C_z

Seperti terlihat pada gambar 4.13 dan gambar 4.14, hasil plot yang melibatkan semua resonan pada Fit 2 untuk polarisasi C_x dan C_z menunjukkan hasil yang tidak begitu baik terhadap plot data, dapat dilihat pada tabel 5.2 bahwa nilai dari χ^2 yang dihasilkan oleh Fit 3 untuk data polarisasi C_x dan C_z mempunyai besar hampir 2 kali dari besar χ^2 yang dihasilkan oleh Fit 2. Bahkan bila resonan $P_{11}(1840)$ tidak disertakan dalam perhitungan maka grafik yang muncul akan lebih baik. Pada sisi lain jika resonan nukleon $P_{13}(1900)$ dihilangkan kontribusinya, hasil plot grafiknya memperlihatkan beda yang sangat signifikan. Seperti yang terlihat pada gambar untuk semua rentang sudut pada energi sedang, grafik yang tidak melibatkan kontribusi $P_{13}(1900)$ terlihat tidak dapat mereproduksi data dengan baik terutama untuk distribusi data polarisasi C_z . Maka jelas pada Fit 3 resonan $P_{13}(1900)$ mempunyai kontribusi lebih baik dalam mereproduksi distribusi data polarisasi C_x dan C_z daripada resonan $P_{11}(1840)$.

5.1.4 Perbandingan Ketiga Fit

Dapat terlihat pada tabel 5.1 bahwa Fit 1 menghasilkan nilai χ^2 paling kecil untuk 3166 data. Akan tetapi hasil dari Fit ini tidak dapat begitu saja digunakan sebagai acuan dalam melihat kontribusi dari resonan-resonan karena terdapat data polarisasi dan target yang penting makna fisiknya tetapi tidak diikuti dalam perhitungannya. Oleh sebab ini Fit 1 pada analisa ini ditempatkan sebagai pembandingan. Jika Fit 2 dan Fit 3 memiliki sifat yang bertolak belakang untuk suatu resonan tertentu untuk menjelaskan suatu distribusi data yang menjadi input pada Fit 1, maka Fit 1 digunakan sebagai penguat dari salah satu Fit tersebut bila ditemukan sifat yang identik dengan hasil yang ditunjukkan oleh Fit 1.

Oleh karena Fit 1 dan Fit 2 yang digunakan sebagai acuan dalam menginvestigasi kontribusi dan sifat dari masing-masing resonan, maka menjadi penting untuk membandingkan hasil plot grafik dari kedua Fit ini, untuk mengetahui metode yang lebih baik untuk mereproduksi distribusi data. Dapat dilihat dari gambar 5.1 sampai gambar 5.13 perbandingan dari kedua Fit dan dapat disimpulkan bahwa untuk

distribusi data penampang lintang total dan differensial Fit 3 menunjukkan plot grafik yang lebih merepresentasikan distribusi data daripada Fit 2. Fit 2 banyak bermasalah dalam menjelaskan distribusi data untuk puncak kedua pada rentang energi disekitar 1,9 GeV, sedangkan Fit 3 hanya mengalami lebih sedikit masalah pada rentang energi tersebut. Namun untuk distribusi data polarisasi C_x dan C_z Fit 2 menunjukkan plot grafik yang lebih baik daripada Fit 3. Hal ini yang sama juga dijelaskan melalui data-data yang terlihat pada tabel 5.1. Dengan hasil seperti ini maka sangat sulit untuk menempatkan satu metode diatas metode lain dalam hal menjelaskan kontribusi dari resonan-resonan yang terlibat dalam penelitian ini untuk semua data. Sehingga cara yang dianggap penulis paling tepat yaitu untuk melihat konsistensi dari karakter resonan yang dianalisis pada ketiga Fit.

5.2 Kontribusi Resonan-Resonan untuk Ketiga Fit

Seperti yang diperlihatkan oleh gambar 5.14, 5.15 dan 5.16 untuk Fit 1, Fit 2 dan Fit 3 secara berurutan, hanya dapat diamati kontribusi dari lima resonan, sedangkan resonan-resonan yang lain hampir tidak dapat teramati pada ketiga gambar tersebut. Resonan-resonan yang memiliki kontribusi signifikan tersebut antara lain resonan nukleon $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $P_{11}(1840)$. Walaupun kontribusi jauh lebih kecil daripada keempat resonan yang lain $D_{13}(2080)$ merupakan resonan kelima yang memiliki kontribusi terbesar dan menjadi salah satu kunci kesuksesan Fit 3 dalam mereproduksi distribusi data dengan baik sehingga resonan ini perlu dibahas lebih jauh.

5.2.1 Resonan Nukleon $S_{11}(1650)$

Resonan $S_{11}(1650)$ memang secara historis merupakan salah satu resonan yang memiliki kontribusi paling besar untuk mereproduksi data dari fotoproduksi $p + \gamma \rightarrow K^+ + \Lambda$, kontribusi yang signifikan dari resonan ini juga dilaporkan pula oleh grup Bonn-Gatchina[10]. Pada ketiga gambar 5.17, 5.18 dan 5.19, resonan ini memiliki puncak pada energi sedikit dibawah 1,7 GeV. Kontribusi dari resonan ini sangat signifikan pada daerah diatas *threshold* dan masih cukup signifikan untuk daerah energi sekitar 1,9 GeV, sehingga superposisi dari resonan ini juga berpengaruh secara signifikan dalam mereproduksi kedua puncak yang ditunjukkan oleh data, terutama pada puncak pertama. Karakter dominan dari resonan ini yang identik untuk ketiga Fit yaitu memiliki kontribusi untuk menjelaskan plot data secara tepat pada energi di bawah 1,7 GeV dekat dengan *threshold*, dan pada sisi lain juga meredam kontribusi dari resonan-resonan lain pada energi yang sedikit lebih tinggi dari 1,7 GeV seperti yang ditunjukkan oleh gambar 5.17.

5.2.2 Resonan Nukleon $P_{13}(1720)$

Seperti halnya resonan $S_{11}(1650)$ resonan $P_{13}(1720)$ secara historis juga merupakan salah satu resonan yang memiliki kontribusi paling besar untuk mereproduksi data dari fotoproduksi yang menghasilkan Λ . Pada ketiga gambar 5.17, 5.18 dan 5.19, resonan ini memiliki puncak pada energi sedikit dibawah 1,75 GeV dan kontribusinya cukup dominan untuk rentang dari 1,7 GeV sampai 2,1 GeV. Hal ini juga berarti resonan ini cukup penting untuk menjelaskan bagaimana grafik utama dapat mereproduksi kedua puncak yang ditunjukkan oleh plot data, terutama mereproduksi puncak pertama.

5.2.3 Resonan Nukleon $P_{13}(1900)$

Resonan ini mempunyai puncak pada energi sekitar 1,9 GeV, nilai dari puncak resonan ini tidak sama untuk ketiga Fit karena seperti yang telah disebutkan untuk Fit 1 dan Fit 2 nilai dari massa dan *width* dari resonan ini *ditit* dalam perhitungan. Namun seperti yang terlihat pada gambar 5.14, 5.15 dan 5.16, resonan ini adalah resonan yang paling dominan pada energi sekitar 1,9 GeV dengan *width* yang cukup kecil sehingga dapat dianggap bahwa resonan inilah yang memiliki kontribusi terbesar dalam mereproduksi puncak kedua. Hal yang sama juga oleh gambar 5.18 untuk terutama oleh grafik dari Fit 1 dan Fit 2. Hal lain yang menarik dari resonan $P_{13}(1900)$ adalah jika dilakukan *fit* terhadap massa dan *width* dari resonan ini seperti yang dilakukan dengan Fit 2, maka akan dihasilkan nilai χ^2 yang kecil untuk data polarisasi C_x dan C_z sementara hampir semua data lain menunjukkan hasil yang lebih buruk dari Fit 3 yang tidak melakukan *fit* terhadap massa dan *width* terhadap resonan tersebut. Bila kontribusi dari resonan $P_{13}(1900)$ dihilangkan dari perhitungan maka nilai dari χ^2 untuk data polarisasi C_x dan C_z secara konsisten akan meningkat untuk Fit 2 dan Fit 3 sesuai dengan yang ditunjukkan tabel 5.2. Dua poin ini menguatkan temuan dari grup Bonn-Gatchina [11, 12] tentang pentingnya resonan nukleon $P_{13}(1900)$ dalam perhitungan Fotoproduksi Kaon dan mereproduksi data polarisasi C_x dan C_z .

5.2.4 Resonan Nukleon $P_{11}(1840)$

Resonan yang diprediksi oleh quark model ini adalah satu-satunya resonan pada penelitian ini yang belum dicantumkan pada Buku Data Partikel. Namun kontribusi dari resonan ini selalu signifikan untuk ketiga Fit, sehingga keberadaannya memang sangat penting dalam mereproduksi distribusi data. Seperti yang terlihat pada tabel 4.1 kontribusi dari resonan ini meningkat sangat signifikan lebih dari tiga kali lipat saat 400 titik data polarisasi dan target ikut dimasukkan dalam perhitungan. Hal

ini juga terlihat dari gambar 5.15 dan 5.16 yang memperlihatkan kontribusi dari resonan $P_{11}(1840)$ meningkat dibandingkan yang terlihat pada gambar 5.14 yang menjelaskan kontribusi resonan-resonan pada Fit 1. Puncak grafik kontribusinya menunjukkan puncak yang berubah-ubah karena massa dan *width* dari resonan ini di *fit* untuk Fit 1, Fit 2 dan Fit 3. Karakter yang konsisten untuk ketiga Fit yang dilakukan dari resonan ini yaitu resonan ini sangat penting untuk mereproduksi puncak kedua pada energi sekitar 1,9 GeV seperti yang dapat terlihat pada gambar 5.19.

5.2.5 Resonan Nukleon $D_{13}(2080)$

Resonan nukleon ini pernah diklaim oleh T. Mart dan Bennhold [16] sebagai resonan yang memiliki peran besar untuk menjelaskan puncak kedua pada data penampang lintang yang dihasilkan oleh kolaborasi SAPHIR tahun 1998. Walaupun kontribusi dari resonan ini cukup terlihat pada perhitungan yang menyertakan 3566 data dan pada sisi lain bila kontribusinya dihilangkan maka akan menaikkan nilai χ^2 lebih dari 10 % seperti terlihat dari diagram batang yang ditunjukkan gambar 4.1, tetapi seperti yang dijelaskan sebelumnya terdapat resonan $P_{13}(1900)$ yang kontribusinya jauh lebih signifikan pada rentang energi sekitar 1,9 GeV. Bahkan untuk Fit 3 yang melakukan *fit* terhadap massa dan *width* dari resonan ini untuk memaksimalkan kontribusinya, tetapi tetap saja kontribusinya jauh lebih kecil bila dibandingkan dengan kontribusi resonan dominan lain pada daerah itu seperti $P_{13}(1900)$ dan $P_{11}(1840)$. Dapat dilihat pada gambar 5.20 dan gambar 5.21, menunjukkan jika kontribusi dari resonan $D_{13}(2080)$ tidak disertakan, hampir tidak ada perubahan yang signifikan pada plot penampang lintang total.

Akan tetapi kontribusi dari resonan ini tidak dapat begitu saja dianggap tidak penting karena pada penelitian kami justru nilai χ^2 paling minimal didapatkan saat dilakukan *fit* massa dan *width* pada resonan ini, yaitu metode Fit 3. Bila dilihat pada gambar 5.1 dilakukannya *fit* pada resonan ini dapat menggeser posisi puncak kedua ke energi yang lebih tinggi sehingga lebih cocok dengan plot dari data.

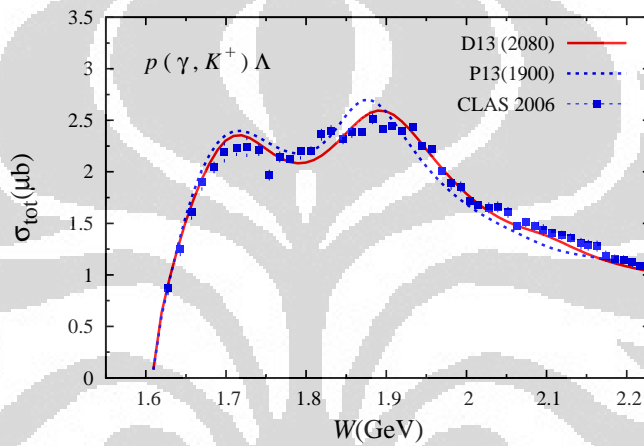
5.2.6 Superposisi Resonan-Resonan

Dari gambar-gambar tersebut terlihat bahwa kedua resonan $S_{11}(1650)$ dan $P_{13}(1720)$ yang merupakan resonan dengan kontribusi paling signifikan pada daerah puncak pertama 1,7 GeV tetapi tidak ada yang memiliki puncak tepat di puncak pertama. Hal ini menunjukkan bahwa untuk ketiga Fit puncak pertama ternyata merupakan superposisi dari kedua resonan ini.

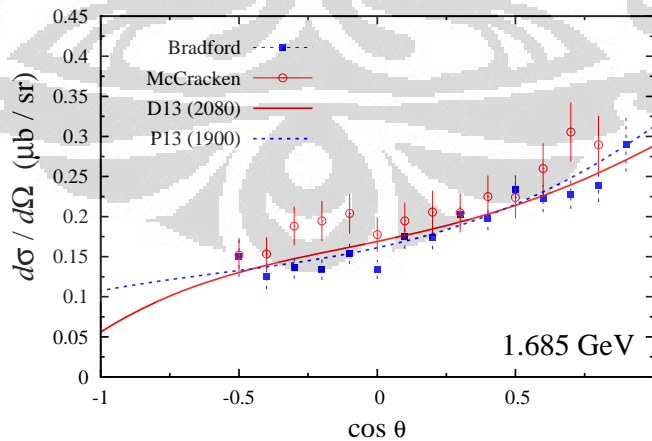
Puncak kedua dari plot data yang berada pada energi sekitar 1,9 GeV, merupakan hasil superposisi dari banyak resonan, semua resonan dominan berpengaruh

dalam mereproduksi puncak tersebut. Namun secara spesifik resonan nukleon $P_{13}(1900)$ dan $P_{11}(1840)$ memiliki kontribusi yang paling dominan karena puncak dari kedua resonan tersebut berada pada sekitar 1,9 GeV.

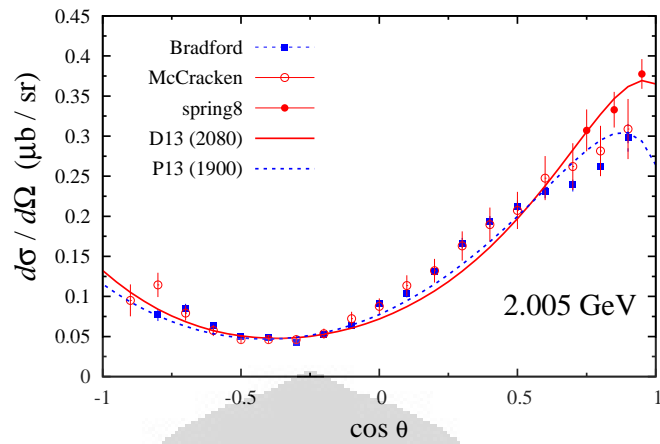
Bila dilakukan fit yang hanya menyertakan resonan-resonan paling signifikan dan beberapa resonan lain yang cukup besar kontribusi antara lain $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $P_{11}(1840)$, $D_{13}(2080)$, $D_{13}(1700)$, $K^*(892)$, $K_1(1270)$, maka akan didapatkan kenaikan nilai χ^2 sebesar 10.5% untuk fit 2 dan 12.3% untuk fit 3. Pada gambar 5.22 dan 5.23 menunjukkan hasil plot dari penampang lintang total fungsi energi untuk kedua fit ini menunjukkan hasil yang tidak jauh berbeda dibandingkan hasil plot dengan menyertakan semua resonan.



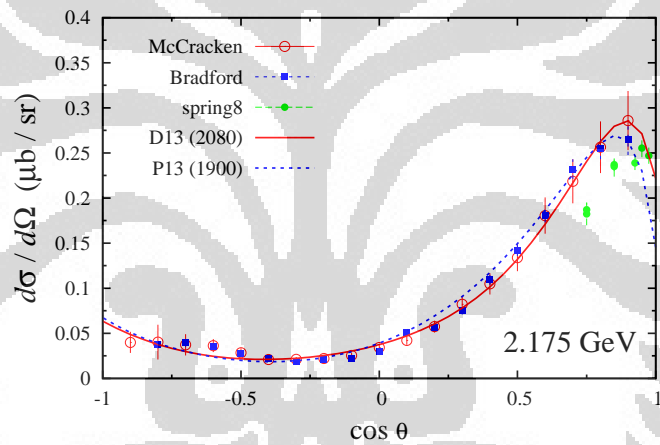
Gambar 5.1: Penampang lintang total fungsi energi.



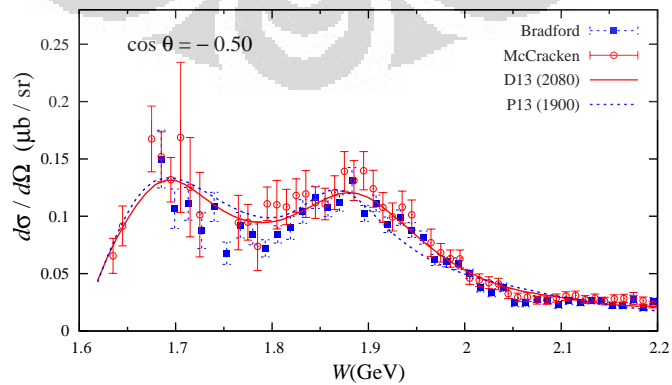
Gambar 5.2: Penampang lintang differensial fungsi energi.



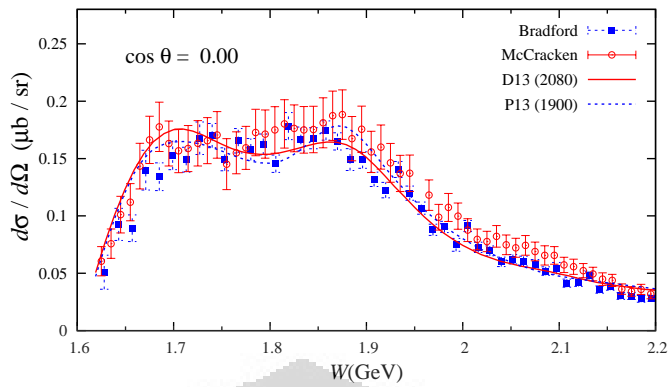
Gambar 5.3: Penampang lintang diferensial fungsi energi.



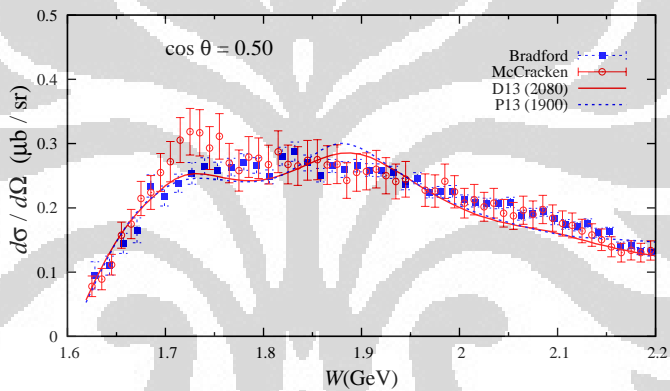
Gambar 5.4: Penampang lintang diferensial fungsi energi.



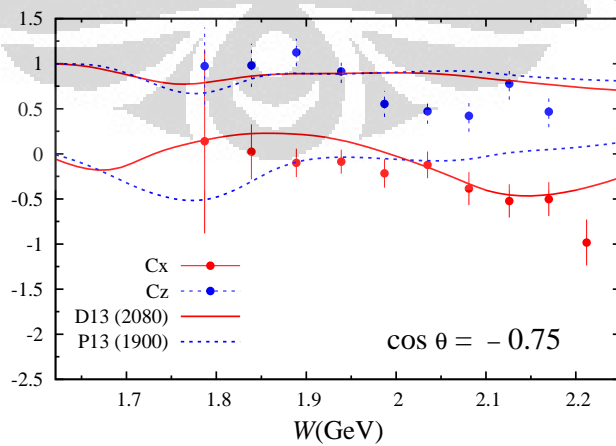
Gambar 5.5: Penampang lintang diferensial fungsi sudut.



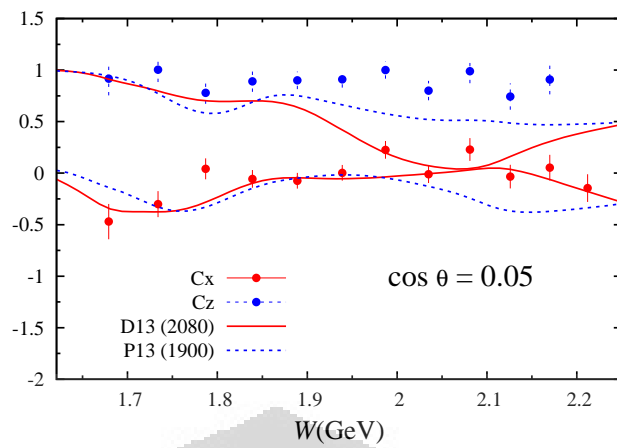
Gambar 5.6: Penampang lintang diferensial fungsi sudut.



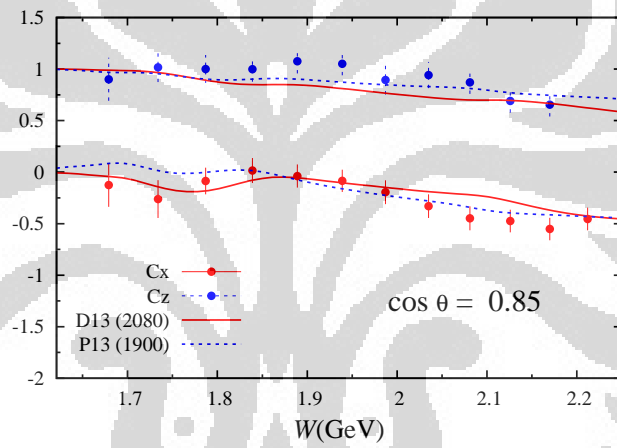
Gambar 5.7: Penampang lintang diferensial fungsi sudut.



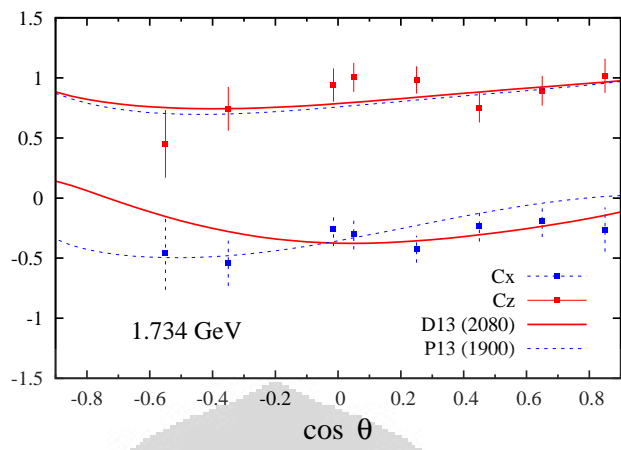
Gambar 5.8: Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi.



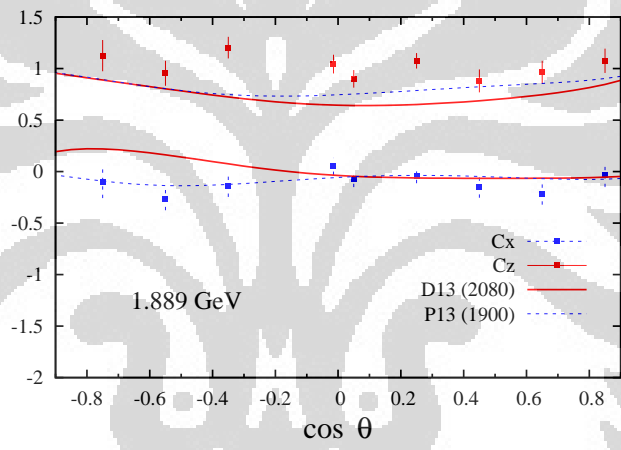
Gambar 5.9: Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi.



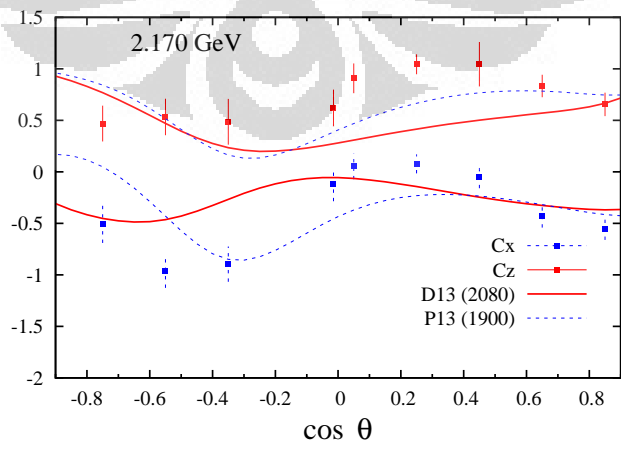
Gambar 5.10: Polarisasi C_x dan C_z fungsi energi.



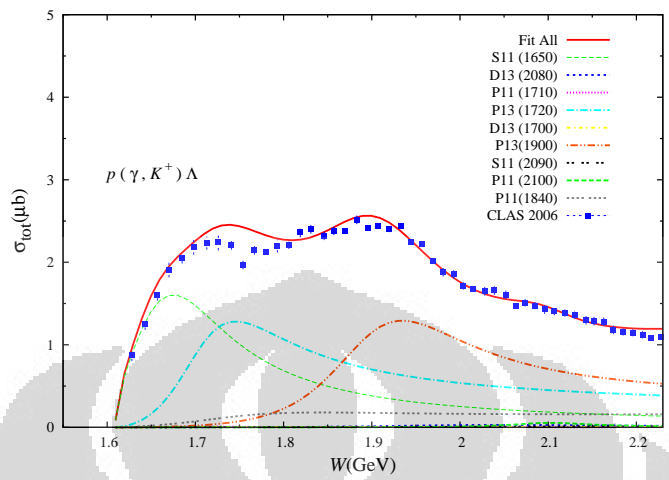
Gambar 5.11: Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut.



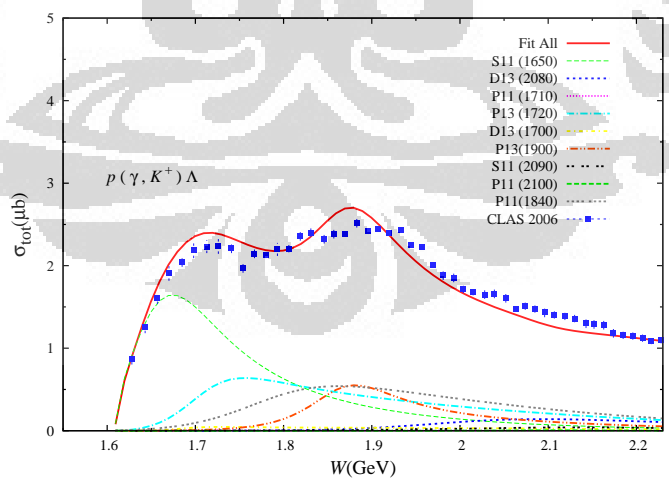
Gambar 5.12: Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut.



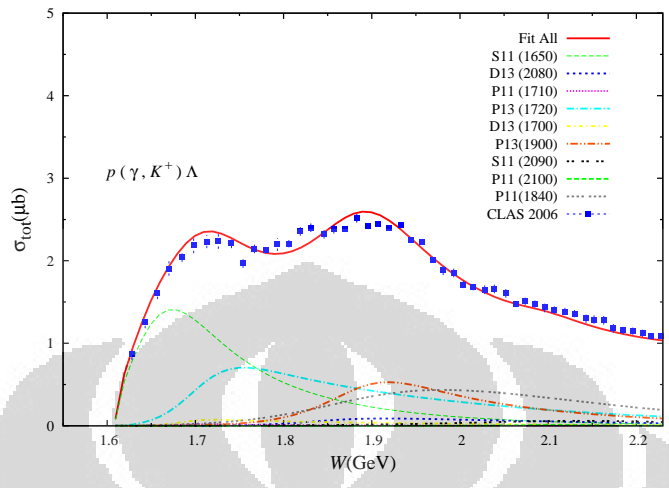
Gambar 5.13: Polarisasi C_x dan C_z fungsi sudut.



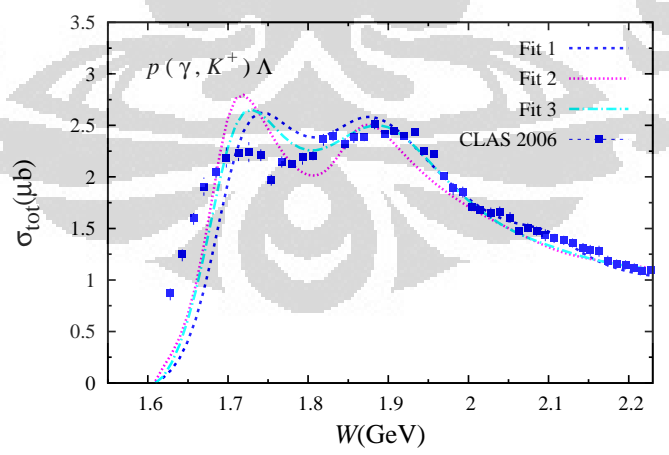
Gambar 5.14: Kontribusi masing-masing resonan terhadap penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 1.



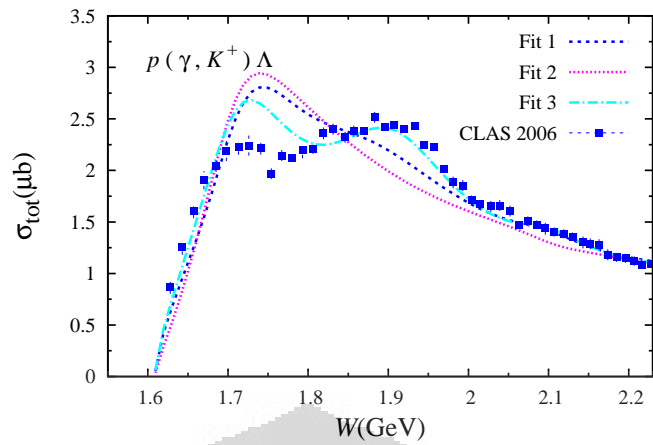
Gambar 5.15: Kontribusi masing-masing resonan terhadap penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2.



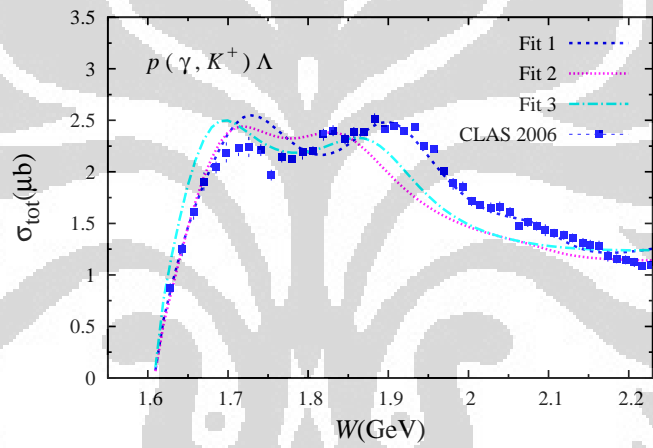
Gambar 5.16: Kontribusi masing-masing resonan terhadap penampang lintang total fungsi energi Fit 3.



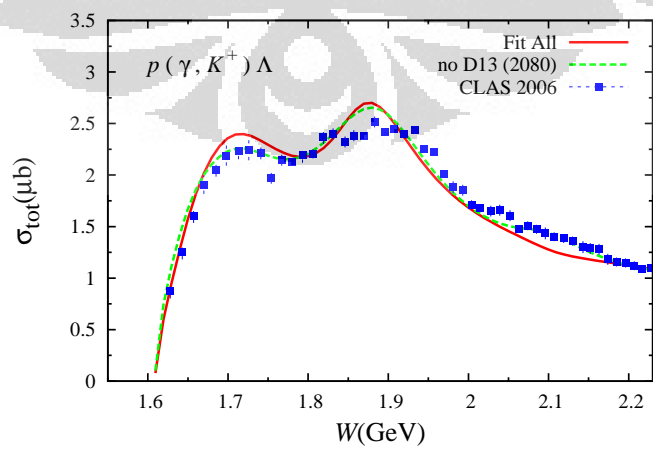
Gambar 5.17: Plot penampang lintang total fungsi energi yang tidak menyertakan resonan $S_{11}(1650)$.



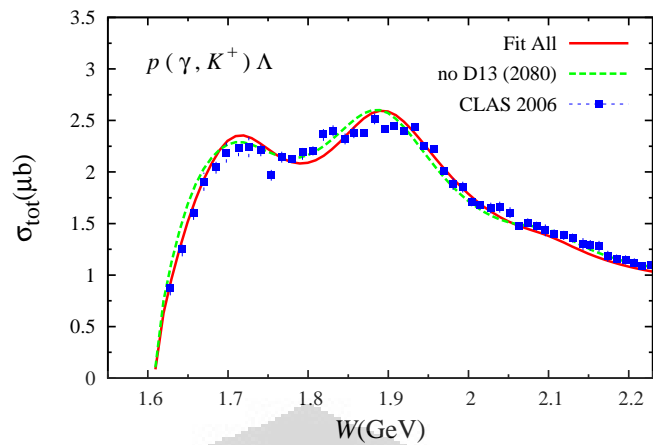
Gambar 5.18: Plot penampang lintang total fungsi energi yang tidak menyertakan resonan $P_{13}(1900)$.



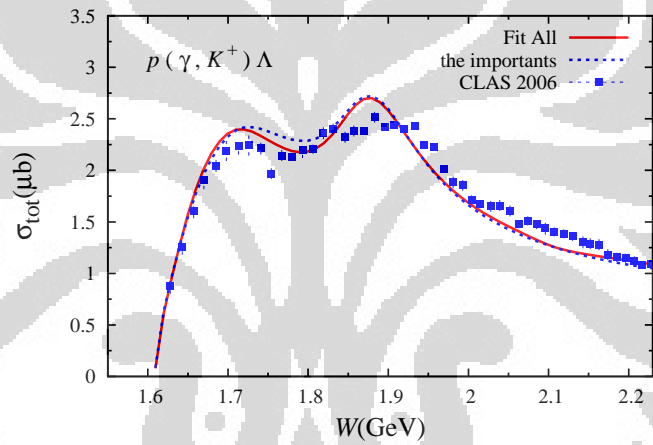
Gambar 5.19: Plot penampang lintang total fungsi energi yang tidak menyertakan resonan $P_{11}(1840)$.



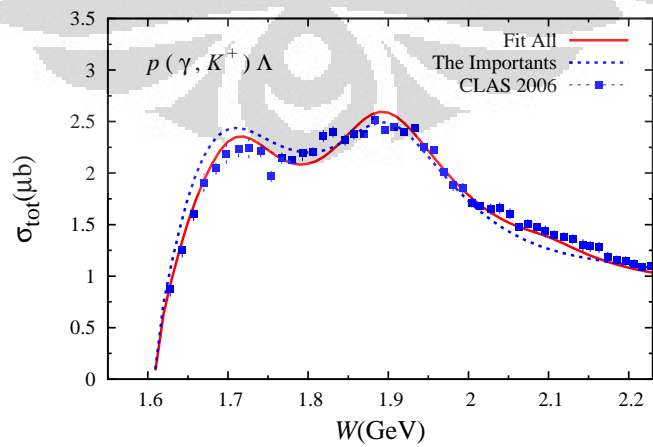
Gambar 5.20: Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2 tanpa resonan D_{13} (2080).



Gambar 5.21: Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 3 tanpa resonan D_{13} (2080).



Gambar 5.22: Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 2 dengan hanya menyertakan resonan yang dominan.



Gambar 5.23: Penampang lintang total fungsi energi untuk Fit 3 dengan hanya menyertakan resonan yang dominan.

BAB 6

KESIMPULAN

Pada penelitian ini Fit terbaik yang dapat dihasilkan untuk menjelaskan semua distribusi data yaitu Fit 3 dengan metode melakukan *fit* terhadap massa dan *width* dari nukleon resonan $D_{13}(2080)$ dan $P_{11}(1840)$. Dari analisa terhadap data dan grafik yang dihasilkan selama penelitian ini maka disimpulkan bahwa terdapat empat resonan dengan kontribusi paling signifikan, antara lain resonan nukleon $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$ dan $P_{11}(1840)$. Resonan nukleon $P_{13}(1900)$ terbukti memiliki kontribusi yang besar dalam mereproduksi distribusi data polarisasi C_x dan C_z .

Sedangkan resonan nukleon $D_{13}(2080)$, $S_{11}(2090)$, $P_{11}(2100)$, $P_{11}(1840)$, resonan meson $K^*(892)$, dan resonan hyperon $S_{01}(1800)$, $S_{01}(1810)$ kontribusinya tidak begitu signifikan. Namun masing-masing dari resonan tersebut memperlihatkan kontribusi yang cukup besar minimal untuk salah satu dari ketiga Fit yang dilakukan, dengan menunjukkan kenaikan nilai χ^2 lebih besar dari 5 % ketika kontribusinya tidak disertakan dalam perhitungan *fit* data.

Berbeda dengan resonan dengan kontribusi tidak signifikan lainnya, yang masih menunjukkan kontribusi yang fluktuatif untuk ketiga Fit, resonan $P_{11}(1710)$ selalu menunjukkan kontribusi yang sangat kecil sekali untuk Fit 1, Fit 2 dan Fit3. Hal ini ditunjukkan dengan kenaikan dari nilai χ^2 tidak pernah lebih dari 2 % jika resonan ini tidak dilibatkan dalam perhitungan. Hasil ini menguatkan kesimpulan dari penelitian sebelumnya [17], dan berarti bahwa resonan ini tidak terlalu penting untuk dimasukkan kembali dalam penelitian selanjutnya karena kontribusinya yang tidak signifikan.

DAFTAR ACUAN

1. H. Thom, Phys. Rev. **151**, 1322 (1966).
2. B. B. Deo and A. K. Bisoi, Phys. Rev. D **9**, 288 (1974).
3. C. Bennhold, Phys. Rev. C **39**, 1944 (1989).
4. R. A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. C **42**, 108 (1990)
5. R. A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. C **45**, 2030(1992).
6. Disertasi dari Terry Mart, Electromagnetic Production of Kaons off the Nucleon and ^3He , 1996
7. G. Breit and E. Wigner, Phys. Rev. **51**, (1937) 593
8. R. A. Adelseck *et al.*, Phys. Rev. C **32**, 5 (1985);
9. G. F. Chew *et al.*, Phys. Rev. **106**, 1345-1355 (1957)
10. A.V. Sarantsev *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, 411 (2005).
11. V.A. Nikonov *et al.*, Phys. Lett. B **662**, 245 (2008)
12. V.A. Anisovich *et al.*, Phys. Lett. B **662**, 245-251 (2008)
13. R. Bradford *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 035202 (2006).
14. M. E. McCracken *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 025201 (2010).
15. R. K. Bradford *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 035205 (2007).
16. T. Mart and C. Bennhold, Phys. Rev. C **61**, (2000) 012201
17. T. Mart and A. Sulaksono, Phys. Rev. C **74**, 055203 (2006).
18. F. Halzen and A. D. Martin. Quark and Lepton Introductory Course in Modern Particle Physics. 1984. Wiley

BAB 7

LAMPIRAN

7.1 Teori Gangguan Non-relativistik

Telah diketahui solusi dari persamaan Schrodinger untuk partikel bebas

$$H_0\phi_n = E_n\phi_n \quad (7.1)$$

dengan H_0 adalah Hamiltonian yang independen terhadap waktu. Bila terdapat suatu potensial pengganggu pada sistem tersebut sehingga partikel berinteraksi dengan potensial $V(\mathbf{x}, t)$ maka persamaan Schrodinger akan berubah menjadi

$$(H_0 + V(\mathbf{x}, t))\psi = i\frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (7.2)$$

Secara umum, solusi dari persamaan diatas dapat ditulis sebagai

$$\psi = \sum_n a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} \quad (7.3)$$

Bila solusi umum ini dimasukkan dalam persamaan Schrodinger 7.1 maka persamaannya menjadi

$$\begin{aligned} H_0 \sum_n a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} + \sum_n V(\mathbf{x}, t)a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} \\ = i\frac{\partial(\sum_n a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt})}{\partial t} \end{aligned} \quad (7.4)$$

$$\begin{aligned} H_0 \sum_n a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} + \sum_n V(\mathbf{x}, t)a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} \\ = iE_0 \sum_n a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} + i \sum_n \frac{a_n(t)}{dt}\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} \end{aligned} \quad (7.5)$$

$$i \sum_n \frac{a_n(t)}{dt}\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} = \sum_n V(\mathbf{x}, t)a_n(t)\phi_n(\mathbf{x})e^{-iE_nt} \quad (7.6)$$

Karena berlaku hubungan orthonormalitas

$$\int_V \phi_m^* \phi_n d^3x = \delta_{mn} \quad (7.7)$$

maka dengan mengalikan kedua suku persamaan 7.1 dengan ϕ_f^* dan mengintegrasikan untuk seluruh volume, diperoleh suatu bentuk diferensial untuk koefisien a_n

$$\frac{da_n}{dt} = -i \sum_n a_n(t) \int d^3x \phi_f^* V \phi_i e^{i(E_f - E_i)t} \quad (7.8)$$

Dari referensi [18], dianggap bahwa partikel memiliki keadaan eigen i sebelum mendapatkan gangguan dari medan V , dan hal itu terjadi saat waktu $t = -T/2$ sebelum interaksi maka $a_i(-T/2) = 1$ dan selain itu bernilai nol. Dari asumsi ini maka persamaan 7.1 menjadi

$$\frac{da_n}{dt} = -i \int d^3x \phi_f^* V \phi_i e^{i(E_f - E_i)t} \quad (7.9)$$

Untuk pendekatan pertama diasumsikan bahwa keadaan awal ini berlaku untuk semua waktu maka persamaan 7.1 dapat diintegrasikan dan menghasilkan

$$a_f(t) = -i \int_{-T/2}^t dt' \int d^3x \phi_f^* V \phi_i e^{i(E_f - E_i)t'} \quad (7.10)$$

Untuk waktu $t = +T/2$ setelah interaksi

$$T_{fi} \equiv a_f(t) = -i \int_{-T/2}^{T/2} dt' \int d^3x [\phi_f(\mathbf{x}) e^{-E_f t'}]^* V(\mathbf{x}, t) [\phi_i(\mathbf{x}) e^{-E_i t'}] \quad (7.11)$$

Bila ditulis dalam bentuk kovarian maka

$$T_{fi} = -i \int d^4x \phi_f(\mathbf{x})^* V(\mathbf{x}) \phi_i(\mathbf{x}) \quad (7.12)$$

Dengan ψ_f adalah hasil keluaran dari reaksi (*outgoing*) sedangkan ψ_i adalah input dari reaksi (*ingoing*).

Persamaan diatas hanya berlaku bila Bentuk persamaan orde pertama dari teori gangguan inilah yang dipakai dalam penurunan semua rumus diagram Feynman orde pertama yang dipakai dalam skripsi ini.

7.2 Penerapan Diagram Feynman

Diberikan contoh untuk penurunan diagram Feynman seperti yang ditunjukkan oleh gambar 2.1 (d) untuk resonan nukleon dengan spin $\frac{1}{2}$ untuk *channel-s* dengan perhitungan Pseudo-skalar. Variabel-variabel yang terlibat dalam penyusunan persamaan untuk diagram Feynman ini antara lain

1. Faktor Pengali dari Partikel Λ yang keluar dari reaksi \bar{U}_Λ dan faktor pengali dari partikel proton yang masuk ke dalam reaksi adalah U_p sedangkan faktor pengali partikel boson adalah 1.

2. Faktor vertex hadronik $K\Lambda N^*(\frac{1}{2}^+)$ adalah $ig_{K\Lambda N^*}\gamma_5 F_h$ dan faktor vertex non-hadronik $N^*(\frac{1}{2}^+)p\gamma$ adalah $i\sigma^{\mu\nu}\varepsilon_\mu k_\nu F_2^N$, dengan F_h adalah faktor bentuk hadronik, sedangkan F_2^N adalah faktor bentuk elektromagnetik.
3. Propagator untuk $N^*(\frac{1}{2}^+)$ adalah $\frac{\not{p}+\not{k}+m_N-i\Gamma_N/2}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N}$.
4. Momen magnetik dari proton yaitu $\frac{eK_N}{m_p+m_N}$.

Dengan variabel-variabel tersebut maka dapat disusun amplitudo dari diagram Feynman untuk reaksi tersebut sebagai berikut

$$\begin{aligned}
M_{PS}^{N(+)} &= \bar{U}_\Lambda ig_{K\Lambda N^*}\gamma_5 F_h \frac{\not{p}+\not{k}+m_N-i\Gamma_N/2}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N} \mu_p \sigma^{\mu\nu} \varepsilon_\mu k_\nu F_2^N U_p \\
&= \bar{U}_\Lambda ig_{K\Lambda N^*}\gamma_5 F_h \frac{\not{p}+\not{k}+m_N-i\Gamma_N/2}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N} \frac{eK_N}{m_p+m_N} i\sigma^{\mu\nu} \varepsilon_\mu k_\nu F_2^N U_p \\
&= \bar{U}_\Lambda \frac{ieg_{K\Lambda N^*} F_h F_2^N K_N}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N} \left[\frac{1}{2} \gamma_5 \frac{(\not{p}+\not{k}+m_N-i\Gamma_N/2)}{m_p+m_N} (\not{k}\not{\epsilon} - \not{\epsilon}\not{k}) \right] U_p \quad (7.13)
\end{aligned}$$

karena $\not{p}+\not{k} = \not{p}_\Lambda + \not{q}$

$$\begin{aligned}
M_{PS}^{N(+)} &= \bar{U}_\Lambda \frac{ieg_{K\Lambda N^*} F_h F_2^N K_N}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N} \\
&\quad \times \left[\frac{1}{2} \gamma_5 \frac{(\not{p}_\Lambda + \not{q} + m_N - i\Gamma_N/2)}{m_p+m_N} (\not{k}\not{\epsilon} - \not{\epsilon}\not{k}) \right] U_p \quad (7.14)
\end{aligned}$$

karena $\gamma_5 \not{p}_\Lambda = -\not{p}_\Lambda \gamma_5$, Dari persamaan dirac $\bar{U}_\Lambda \not{p}_\Lambda = \bar{U}_\Lambda m_\Lambda$

$$\begin{aligned}
M_{PS}^{N(+)} &= \bar{U}_\Lambda \frac{ieg_{K\Lambda N^*} F_h F_2^N K_N}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N} \left(\frac{1}{2} \gamma_5 \frac{(m_\Lambda - m_N + i\Gamma_N/2)}{m_p+m_N} (\not{\epsilon}\not{k} - \not{k}\not{\epsilon}) \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \gamma_5 \not{q} (\not{\epsilon}\not{k} - \not{k}\not{\epsilon}) \frac{1}{m_p+m_N} \right) U_p \quad (7.15)
\end{aligned}$$

karena

$$-\frac{1}{2} \gamma_5 (\not{q}\not{\epsilon}\not{k} - \not{q}\not{k}\not{\epsilon}) = \gamma_5 (q \cdot k \not{\epsilon} - q \cdot \epsilon \not{k}) + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \gamma^\mu q^\nu \epsilon^\rho k^\sigma$$

maka

$$\begin{aligned}
M_{PS}^{N(+)} &= \bar{U}_\Lambda \frac{ieg_{K\Lambda N^*} F_h F_2^N K_N}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N} \left(\frac{1}{2} \gamma_5 \frac{(m_\Lambda - m_N + i\Gamma_N/2)}{m_p+m_N} (\not{\epsilon}\not{k} - \not{k}\not{\epsilon}) \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{m_p+m_N} \{ \gamma_5 (q \cdot k \not{\epsilon} + q \cdot \epsilon \not{k}) + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \gamma^\mu q^\nu \epsilon^\rho k^\sigma \} \right) U_p \quad (7.16)
\end{aligned}$$

atau dapat ditulis dalam bentuk elemen matrix transisi sebagai berikut

$$\begin{aligned}
M_{PS}^{N(+)} &= \bar{U}_\Lambda \frac{ieg_{K\Lambda N^*} F_h F_2^N K_N}{S-m_N^2+im_N\Gamma_N} \\
&\quad \times \left[\frac{(m_\Lambda - m_N + i\Gamma_N/2)}{m_p+m_N} M_1 + \frac{M_3 + M_4}{m_p+m_N} \right] U_p \quad (7.17)
\end{aligned}$$