



**UNIVERSITAS INDONESIA**

**EFEK HYPERON PADA PERSAMAAN  
KEADAAN MATERI NUKLIR**

**TESIS**

**MARLIANA  
0806421256**

**FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM  
PROGRAM STUDI MAGISTER FISIKA  
KEKHUSUSAN FISIKA MURNI DAN TERAPAN  
DEPOK  
JULI 2010**



**UNIVERSITAS INDONESIA**

**EFEK HYPERON PADA PERSAMAAN  
KEADAAN MATERI NUKLIR**

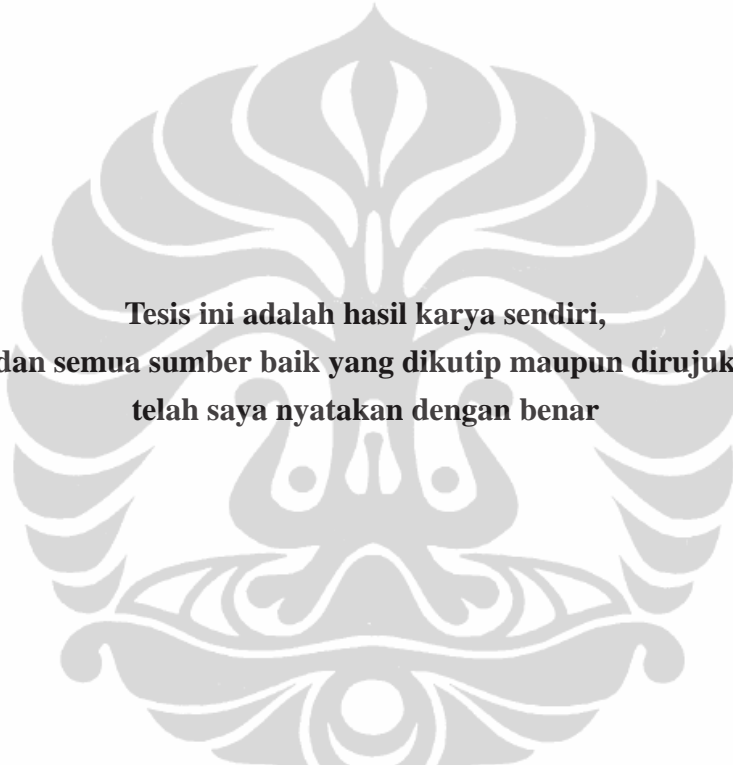
**TESIS**

Diajukan sebagai salah satu syarat untuk memperoleh gelar Magister Sains

**MARLIANA  
0806421256**

**FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM  
PROGRAM STUDI MAGISTER FISIKA  
KEKHUSUSAN FISIKA MURNI DAN TERAPAN  
DEPOK  
JULI 2010**

## HALAMAN PERNYATAAN ORISINALITAS



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

**Nama : Marliana**

**NPM : 0806421256**

**Tanda Tangan:**

**Tanggal : 12 Juli 2010**

## HALAMAN PENGESAHAN

Tesis ini diajukan oleh :  
Nama : Marlina  
NPM : 0806421256  
Program Studi : Magister Fisika  
Kekhususan : Fisika Murni dan Terapan  
Judul Tesis : Efek Hyperon Pada Persamaan Keadaan Materi Nuklir

**Telah berhasil dipertahankan di hadapan Dewan Penguji dan diterima sebagai bagian persyaratan yang diperlukan untuk memperoleh gelar Magister Sains pada Program Studi Magister Fisika Kekhususan Fisika Murni dan Terapan Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam, Universitas Indonesia.**

### DEWAN PENGUJI

Pembimbing : Dr. Anto Sulaksono ( )  
Penguji : Dr. Agus Salam ( )  
Penguji : Dr. Terry Mart ( )  
Penguji : Dr. Imam Fachruddin ( )

Ditetapkan di : Depok

Tanggal : 12 Juli 2010



## KATA PENGANTAR

Syukur alhamdulillah penulis panjatkan kehadirat Allah SWT karena akhirnya dapat menyelesaikan tesis ini walaupun banyak sekali kendala-kendala yang penulis temui ketika menyusun tesis ini.

Penyelesaian tesis ini akan terhambat jika tidak ada keterlibatan banyak pihak. Dengan demikian, penulis secara khusus mengucapkan terima kasih kepada semua pihak yang telah membantu penyelesaian tugas akhir ini baik secara langsung maupun tidak langsung, antara lain:

1. Dr. Anto Sulaksono selaku pembimbing yang telah membimbing penulis mulai dari awal diskusi hingga penyelesaian tesis ini serta atas motivasi, pengarahan, dan ilmu yang banyak penulis peroleh dari Beliau.
2. Dr. Agus Salam, Dr. Terry Mart, dan Dr. Imam Fachruddin selaku penguji pada sidang tesis, atas diskusi dan masukannya.
3. Pak Suparman dan Pak Samidi atas bantuan penjelasan, kemurahan hatinya dalam menolong penulis dalam menyelesaikan segala urusan administrasi.
4. Ayahanda Mawardi Lutan dan Ibunda Yusnar atas dukungan moril, materil dan doanya.
5. Tofan Sonny Budhiawan selaku suami yang baik yang mau menggantikan tugas penulis selama menyelesaikan penulisan ini dan Mischa tersayang selaku anak penulis yang selalu menghibur kalau lagi pusing.
6. Kakak-kakak dan adik-adik penulis (Elly, Lina, Eman, Titin, Sefri dan Yani) atas segala dukungannya.
7. Prof. Yohanes Surya dan Dr. Yohanes Edy Gunanto atas segala bantuan materil dalam menyelesaikan studi S2 penulis.
8. Rekan-rekan seperjuangan Mbak Heni, Dona, Pak Luhut, Pak Agus, Pak Mufti, Zicko dan Tarto yang telah menolong banyak dalam menyelesaikan tugas perkuliahan.
9. Om Sentot dan Tante Wiwik sekeluarga atas motivasi dan mau berbagi dengan penulis dan keluarga.

Penulis menyadari bahwa karya tulis ini masih jauh dari sempurna, maka dari itu penulis mengharapkan kritik dan saran dari para pembaca demi perkembangan riset di Fisika UI.

Penulis  
2010

## HALAMAN PERNYATAAN PERSETUJUAN PUBLIKASI TUGAS AKHIR UNTUK KEPENTINGAN AKADEMIS

---

---

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

Nama : Marliana  
NPM : 0806421256  
Program Studi : Magister Fisika  
Kekhususan : Fisika Murni dan Terapan  
Departemen : Fisika  
Fakultas : Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam  
Jenis karya : Tesis

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

Efek Hyperon Pada Persamaan Keadaan Materi Nuklir

beserta 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 mempublikasikan tugas akhir saya tanpa meminta izin dari saya selama tetap mencantumkan nama saya sebagai penulis/pencipta dan sebagai pemilik hak cipta.

Demikian pernyataan ini saya buat dengan sebenarnya.

Dibuat di : Depok  
Pada tanggal : 12 Juli 2010

Yang menyatakan

(Marliana)

## ABSTRAK

Nama : Marliana  
Program Studi : Magister Fisika  
Kekhususan : Fisika Murni dan Terapan  
Judul : Efek Hyperon Pada Persamaan Keadaan Materi Nuklir

Dipelajari efek hyperon pada persamaan keadaan bintang neutron yang mengandung oktet baryon serta lepton dan yang mengandung neutrino yang terperangkap secara analitik sedangkan hanya yang mengandung  $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$  dan  $\Sigma$ - saja diberikan hasil numeriknya. Perhitungan dilakukan dengan menggunakan metode pendekatan model medan rata-rata relativistik. Efek neutrino yang terperangkap mengakibatkan perubahan yang signifikan pada persamaan fraksi, hal ini karena neutrino yang terperangkap terjadi pada bintang proto neutron yang mempunyai proton relatif banyak. Selanjutnya dilakukan variasi konstanta kopling hyperon untuk parameter set G2\*\*, variasi ini dilakukan untuk persamaan keadaan yang mengandung  $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$  dan Hyperon  $\Sigma$ . Diperoleh hasil bahwa perubahan nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda}$  memberikan pengaruh terhadap kemunculan hyperon  $\Lambda$ . Semakin kecil nilai  $g_{\omega\Lambda}$  menyebabkan hyperon  $\Lambda$  lebih dahulu muncul. Perubahan nilai konstanta  $g_{\sigma^*\Lambda}$  memberikan pengaruh terhadap kemunculan dari hyperon  $\Sigma$ . Semakin kecil nilai  $g_{\sigma^*\Lambda}$  menyebabkan hyperon  $\Sigma$  lebih dahulu muncul. Dan nilai konstanta yang paling mendekati dengan hasil pengamatan bintang neutron PSR J1903+0327 (D.J. Champion *et al*, 2008) adalah saat  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3)g_{\omega N}$  dan  $g_{\omega\Lambda} = 0.8g_{\omega N}$ .

Kata kunci: hyperon, bintang neutron, medan rata-rata relativistik, bintang proto neutron, persamaan keadaan, parameter set, konstanta kopling.

## ABSTRACT

Name : Marliana  
Program Study : Magister of Physics  
Specialty : Pure and Applied Physics  
Title : Hyperon effect on equation of state nuclear matter

Hyperon effect on equation of state that containing baryon octet with lepton and neutrino trapping are analitically calculated. However, only matter containing  $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$  and  $\Sigma$  have been studied numerically. Calculation is done by using Relativistic Mean Field approach. The biggest changed in equation of fraction for containing neutrino trapping because of it is happened in proto neutron star. Next done variations coupling constant hyperon for parameter set G2\*\*, variation is conducted to equation of state containing  $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$  dan Hyperon  $\Sigma$ . Obtained that values change coupling constant  $g_{\omega\Lambda}$  gave impacts to the emergence of hyperon  $\Lambda$  and values change coupling constant  $g_{\sigma^*\Lambda}$  gave impacts to the emergence of hyperon  $\Sigma$ . And the constant values prediction that approaching the result of the observation neutron star of PSR J1903+0327(D.J. Champion *et al*, 2008) is in the  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3) g_{\omega\Lambda}$  and  $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$

Keyword: hyperon, neutron star, relativistic mean field, proto neutron star, equation of state, parameter set, coupling constant.

## DAFTAR ISI

Halaman Judul	i
Lembar Pengesahan	ii
Kata Pengantar	iii
Lembar Persetujuan Publikasi Karya Ilmiah	iv
Abstrak	v
Daftar Isi	vii
Daftar Gambar	viii
Daftar Tabel	ix
<b>1. Pendahuluan</b>	<b>1</b>
1.1 Latar Belakang .....	1
1.2 Metode Penelitian .....	1
1.3 Tujuan Penelitian .....	2
1.4 Sistematika Penulisan .....	2
<b>2. Teori Dasar</b>	<b>3</b>
2.1 Hyperon dan Hypernuklir .....	3
2.2 Strangeness Pada Bintang Neutron .....	4
2.3 Persamaan Tolman-Oppenheimer-Volkoff .....	5
2.4 Neutrino yang terperangkap .....	6
2.5 Parameterisasi .....	6
<b>3. Analisa Hasil Analitik Persamaan Keadaan Bintang Neutron</b>	<b>9</b>
3.1 Lagrangian Sistem .....	9
3.2 Pendekatan Medan Rata-rata .....	11
3.3 Efek Baryon terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron .....	13
3.3.1 Kestabilan Beta dan Keseimbangan Potensial Kimia .....	17
3.4 Efek Neutrino yang Terperangkap Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron .....	22
<b>4. Analisa Variasi Konstanta Kopling Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron</b>	<b>28</b>
4.1 Analisa Analitik Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron .....	28
4.2 Analisa Numerik Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron .....	31
<b>5. Kesimpulan</b>	<b>40</b>
<b>Daftar Acuan</b>	<b>41</b>

## DAFTAR GAMBAR

Gambar 4.1	Hubungan antara tekanan ( $p$ ) dan energi densitas ( $\epsilon$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda}$ .....	32
Gambar 4.2	Hubungan antara tekanan ( $p$ ) dan energi densitas ( $\epsilon$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda}$ .....	33
Gambar 4.3	Hubungan antara tekanan ( $p$ ) dan energi densitas ( $\epsilon$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\omega\Lambda}$ .....	34
Gambar 4.4	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1/3) g_{\omega N}$ . $\rho_0$ kerapatan pada saturasi. ....	35
Gambar 4.5	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3) g_{\omega N}$ . $\rho_0$ kerapatan pada saturasi. ....	36
Gambar 4.6	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda} = -(5/6) g_{\omega N}$ .....	36
Gambar 4.7	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1.01) g_{\omega N}$ $\rho_0$ kerapatan pada saturasi .....	37
Gambar 4.8	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1.05) g_{\omega N}$ $\rho_0$ kerapatan pada saturasi. ....	37
Gambar 4.9	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $r_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1.09) g_{\omega N}$ $\rho_0$ kerapatan pada saturasi. ....	38
Gambar 4.10	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\omega\Lambda} = 0.4 g_{\omega N}$ .....	38
Gambar 4.11	Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dengan perubahan pada nilai $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$ . $\rho_0$ kerapatan pada saturasi. ....	39
Gambar 4.12	Hubungan antara massa dan jari-jari bintang neutron dari persamaan keadaan dengan parameter set G2** dibandingkan dengan hasil pengamatan. Garis horizontal menunjukkan massa dari pulsar J1903+0327. ....	39

## DAFTAR TABEL

Tabel 2.1	Enam multiplet baryon teringan beserta bilangan kuantumnya .....	4
Tabel 2.2	Konstanta kopling meson-nukleon .....	7
Tabel 2.3	Konstanta kopling meson skalar terhadap hyperon .....	7
Tabel 2.4	Konstanta-konstanta suku non-linier .....	8
Tabel 2.5	Massa Meson .....	8
Tabel 4.1	Variasi konstanta kopling yang dikembangkan dari parameter set $G2^{**}$ .....	31



# BAB 1

## PENDAHULUAN

### 1.1 Latar Belakang Masalah

Bintang neutron merupakan salah satu bentuk akhir dari evolusi bintang ketika seluruh bahan bakar fusi nuklirnya telah habis. Komposisi utama dalam bintang neutron ini adalah neutron dengan kerapatan yang sangat tinggi. Selain itu terdapat juga proton, elektron dan muon dalam jumlah yang relatif kecil, juga terdapat hyperon ( $\Lambda$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ) atau dikenal juga sebagai oktet baryon, juga pion dan kaon terkondensasi serta materi quark aneh jika kerapatannya sangat tinggi.

Banyak model teori yang dikembangkan untuk menjelaskan materi nuklir bintang neutron. Model relativistik dengan pendekatan medan rata-rata merupakan salah satu model yang cukup baik mengakomodasi efek relativistik. Efek ini signifikan dengan meningkatnya kerapatan materi nuklir seperti yang terjadi pada bintang neutron.

Penelitian yang dilakukan untuk mengetahui sifat-sifat dari bintang neutron terutama terhadap pengaruh adanya oktet baryon dan pengaruh adanya neutrino yang terperangkap merupakan topik yang masih menarik sampai saat ini. Untuk itu penulis melakukan penelitian untuk melihat sifat dan pengaruh dari keberadaan oktet baryon dan neutrino yang terperangkap dalam bintang neutron terhadap sifat-sifat bintang neutron.

Dalam model relativistik diperlukan konstanta-konstanta kopling untuk menentukan kekuatan interaksi antar tiap partikel yang ada di materi. Konstanta kopling hyperon di materi sulit ditentukan dari eksperimen. Sejauh ini yang digunakan adalah kopling hyperon yang diperoleh dari hasil perhitungan teori untuk partikel bebas. Hal ini mengakibatkan kontribusi hyperon di materi berdasarkan perhitungan menjadi kurang pasti. Untuk itu penulis juga melakukan penelitian tentang sensitifitas perubahan nilai konstanta kopling tersebut terhadap persamaan keadaan bintang neutron termasuk juga terhadap massa dan jari-jari bintang neutron.

### 1.2 Metode Penelitian

Penelitian ini bersifat teoritik. Kerangka dasar teoritik yang digunakan adalah model teori medan rata-rata relativistik (*relativistic mean-field theory*). Model ini



dikembangkan pertama kali oleh Walecka. Pendekatan medan rata-rata artinya operator medan meson digantikan oleh harga ekspektasinya.

### 1.3 Tujuan Penelitian

Penelitian ini bertujuan untuk mempelajari bagaimana kontribusi hyperon terhadap persamaan keadaan bintang neutron untuk tiga kondisi yaitu yang mengandung oktet baryon ( $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ) dan lepton, kehadiran neutrino yang terperangkap tetapi kami membatasi pada kasus materi diasumsikan hanya mengandung  $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$  dan  $\Sigma^-$  serta lepton. Sedangkan yang ketiga sama dengan kedua tetapi neutrino tidak terperangkap di materi. Analisa analitik dilakukan untuk kasus pertama dan kedua sedangkan untuk kasus ketiga selain analisa analitik juga dilakukan analisa numerik untuk melihat pengaruh variasi konstanta kopling hyperon  $g_{\sigma^*Y}$  dan  $g_{\omega Y}$  pada persamaan keadaan bintang neutron.

### 1.4 Sistematika Penulisan

Sistematika penulisan dari tesis ini terdiri dari lima bab. Pada bab pertama disampaikan latar belakang, metode penelitian, tujuan penulisan dan sistematika penulisan. Teori dasar tentang *strangness* pada bintang neutron diberikan pada bab 2. Pada bab 3 dibahas tentang analitik (perhitungan matematis) untuk kasus oktet baryon yang lengkap dalam bintang neutron dan neutrino yang terperangkap dalam bintang proto-neutron. Untuk analisa numerik pada persamaan keadaan bintang neutron yang mengandung  $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$  dan  $\Sigma^-$  serta lepton diberikan pada bab 4. Bab 5 berisi kesimpulan.

## BAB 2 TEORI DASAR

### 2.1 Hyperon dan Hypernuklir

Materi dari inti bintang neutron bisa jadi tersusun dari campuran fluida neutron dengan sedikit proton dan elektron. Selain itu juga beberapa jenis baryon lainnya yang disebut hyperon juga bisa ada. Hyperon yang pertama ditemukan adalah hyperon  $\Lambda$  tahun 1953 oleh Dansyz dan Pniewski dalam eksperimen dengan menggunakan emulsi fotografi yang dikenakan radiasi kosmik (P. Handopo, 2006). Hyperon memiliki waktu hidup sekitar  $10^{-10}$  detik. Dalam skala nuklir, selang waktu tersebut relatif lama sehingga partikel baru tersebut oleh fisikawan partikel diberi nama partikel aneh. Untuk itu diperkenalkan sebuah bilangan kuantum baru yang disebut bilangan *strangeness* dengan muatan hyper yang didefinisikan sebagai:

$$Y = B + S. \quad (2.1)$$

Dengan  $B$  menyatakan bilangan baryon,  $S$  menunjukkan bilangan *strangeness* dari baryon. Neutron dan proton disebut nukleon. Nukleon merupakan baryon teringan dengan *strangeness* nol karena tidak memiliki quark *strange*  $s$  sebagai konstituennya. Hyperon  $\Lambda$  memiliki satu quark  $s$ , triplet  $\Sigma$  memiliki satu quark  $s$  dan doublet  $\Xi$  memiliki dua quark  $s$  sedangkan  $\Omega$  memiliki tiga quark  $s$ . Dalam tabel (2.1) diberikan daftar enam baryon teringan beserta data mengenai massa, *strangeness*, muatan, muatan hyper, isospin, dan proyeksi isospin pada sumbu  $z$  beserta quark konstituennya (QK).

Jika salah satu neutron dalam materi nuklir normal digantikan oleh hyperon  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ , atau  $\Xi$  maka akan terbentuk materi hypernuklir  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ . Sementara itu jika ada dua neutron dalam inti yang digantikan oleh  $\Lambda$  maka yang terbentuk adalah  $\Lambda\Lambda$  hypernuklir (I. Bednarek and R. Manka, 2005). *Strangeness* merupakan salah satu topik fisika yang masih belum tereksplorasi secara mendalam. Hal ini dikarenakan masih kurangnya data eksperimen sehingga untuk saat ini hanya terbatas pada penggantian dua hyperon ke dalam materi nuklir yang diketahui dengan baik, sedangkan untuk interaksi hypernuklir  $\Lambda\Sigma$ ,  $\Sigma\Sigma$ ,  $\Lambda\Xi$ ,  $\Xi\Xi$  masih membutuhkan pengkajian lebih lanjut. Kesulitan yang dihadapi dalam mempelajari materi hyperon secara eksperimental adalah cara untuk membuat hyperon dengan jumlah memadai dalam waktu singkat (dalam selang waktu lebih kecil dibanding waktu peluruhannya) sehingga hyperon tersebut dapat disatukan dengan nukleon untuk membentuk materi hypernuklir.

Tabel 2.1 Enam multiplet baryon teringan beserta bilangan kuantumnya [P.Handopo,2006].

Baryon	$M$ (MeV)	$S$	$Y$	$J$	$I$	$I_z$	$Q$	QK
$N$	938	0	+1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	+1 0	uud udd
$\Lambda$	1116	1	0	$\frac{1}{2}$	0	0	0	uds
$\Sigma$	1193	1	0	$\frac{1}{2}$	1	+1 0 -1	+1 0 -1	uus uds dds
$\Delta^*$	1232	0	+1	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$+\frac{3}{2}$ $+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$ $-\frac{3}{2}$	+2 +1 0 -1	uuu uud udd ddd
$\Xi$	1318	2	-1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0 -1	uss uss
$\Omega$	1672	-3	-2	$\frac{3}{2}$	0	0	-1	sss

Dengan menggunakan penghitungan model relativistik, diperoleh bahwa konfigurasi multi-hypernuklir dimungkinkan terjadi. Multi-hypernuklir yang sedemikian disebut *metastable exotic multy-hypernuclei object* (MEMO), atau dikenal juga sebagai materi *quark strange (strangelet)* (N.K. Glendening, 2000). Dalam penulisan ini materi quark tidak dibahas.

## 2.2 Strangeness Pada Bintang Neutron

Bintang neutron teramati sebagai pulsars (*pulsating stars*) melalui teleskop radio dan satelit sinar-X. Sebagaimana yang telah diketahui bahwa di akhir evolusinya, sebuah bintang massif akan mengakhiri perjalanannya melalui ledakan supernova. Bintang neutron sendiri merupakan sisa dari ledakan supernova tipe II yang memiliki massa sekitar 1,4 hingga 2,2 kali massa matahari dengan jari-jari yang hanya berkisar 10 km. Ini berarti bintang neutron memiliki kerapatan yang sangat tinggi, yaitu sekitar 4 hingga 10 kali kerapatan materi nuklir normal,  $\rho_0 \approx 2,7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$  (F. Ozel ,G. Baym, and T. Guver, 2010).

Dalam gambaran sederhana inti, bintang neutron dimodelkan sebagai suatu materi kaya neutron yang berada dalam kesetimbangan  $\beta$ . Pada kenyataannya, terdapat juga proton dan hyperon dalam inti bintang neutron. Kehadiran hyperon dalam bintang neutron pertama kali diajukan pada tahun 1960 oleh Ambartsumyan dan Saakyan (J.P. Diener, 2008). Alasan munculnya hyperon dalam inti bintang neutron pada kerapatan tinggi, karena potensial kimia neutron meningkat dengan cepat sebagai fungsi dari kerapatan

(S.K. Dhiman, R. Kumar, and B.K. Agrawal, 2007). Oleh karena itu pada saat potensial kimia neutron cukup besar maka neutron yang berenergi terbesar (neutron yang berada pada permukaan Fermi) dapat meluruh membentuk hyperon. Partikel *strange* yang pertama kali muncul adalah hyperon  $\Sigma^-$  selanjutnya hyperon  $\Lambda$ . Hyperon  $\Sigma^-$  muncul terlebih dahulu meskipun memiliki massa yang sedikit lebih besar dibanding hyperon  $\Lambda$ . Hal ini disebabkan kontribusi potensial kimia elektron  $\mu_e$  pada kondisi ambang untuk  $\Sigma^-$  (dimana untuk hyperon bebas, ) dan fakta bahwa  $\mu_e$  cukup besar dalam materi berkepadatan tinggi sehingga dapat mengkompensasi perbedaan massa  $m_{\Sigma^-} - m_{\Lambda} = 81.76$  MeV (P. Handopo, 2006) . Selain melalui hyperon, *strangeness* juga muncul berupa kondensat dari meson  $K^-$ . Sedangkan quark *strange* pada bintang neutron dapat muncul dalam bentuk terikat seperti hyperon dan meson  $K^-$  atau dalam bentuk bebas yaitu materi quark *strange* untuk kerapatan yang sangat tinggi.

### 2.3 Persamaan Tolman-Oppenheimer-Volkoff

Pendekatan pertama yang digunakan adalah bintang neutron dianggap sebagai bola gas simetrik yang statik dalam kesetimbangan hidrostatis. Untuk itu bintang neutron digambarkan oleh persamaan relativistik pada kesetimbangan hidrostatis (J.P. Diener, 2008).

Permasalahan ini pertama kali dipelajari oleh R.C Tolman, J.R Oppenheimer dan G.M. Volkoff tahun 1939. Mereka menurunkan persamaan ini untuk pertama kali guna mempelajari kesetimbangan hidrostatis dalam lingkungan relativistik dengan menganggap bintang neutron mengandung gas neutron dengan kerapatan yang tinggi. Persamaan yang berhasil mereka turunkan sekarang dikenal dengan nama persamaan Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) sebagai berikut (J.P. Diener, 2008):

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{G\epsilon(r)M(r)}{c^2 r^2} \left[ 1 + \frac{P(r)}{\epsilon(r)} \right] \left[ 1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{M(r)c^2} \right] \left[ 1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} \right], \quad (2.2)$$

dimana

$$\frac{dM(r)}{dr} = \frac{4\pi\epsilon(r)r^2}{c^2}, \quad (2.3)$$

sedangkan  $M(r)$  merupakan massa bintang,  $\epsilon(r)$  merupakan kerapatan energi, dan  $P(r)$  merupakan tekanan internal bintang.

Persamaan TOV menggambarkan bagaimana tekanan berkurang dari pusat bintang neutron sampai ke tepinya ( $P = 0$ ) sebagai fungsi kerapatan energi dan tekanan dari materi. Dua kuantitas tersebut dihubungkan melalui persamaan keadaan materi bagian

dalam bintang neutron. Semakin besar bintangnya semakin besar tekanan dalam pusat bintang, karena ada gravitasi yang menekan bintang dari luar. Persamaan TOV dapat digunakan dalam menentukan sifat bintang neutron untuk melihat hubungan perubahan massa dan jari-jarinya terhadap variasi konstanta kopling pada persamaan keadaan bintang neutron pada bagian dalam inti. Sedangkan di kulit (*crust*) bintang neutron menggunakan data dari referensi Kasmudin, 2009.

## 2.4 Neutrino yang Terperangkap

Selama tahap menyusutnya supernova sejumlah besar neutrino dihasilkan oleh proses penangkapan elektron yang terjadi dalam materi nuklir yang memampat. Ketika densitas mencapai nilai yang mendekati  $10^{11} - 10^{12} \text{ g/cm}^3$ , atau waktu difusi neutron menjadi lebih besar daripada skala waktu penyusutan, neutrino terperangkap dan hal ini tidak bisa diabaikan dalam perhitungan dan penelitian sifat-sifat persamaan keadaan bintang neutron (M. Chiapparini, H. Rodrigues, and S.B. Duarte, 1996). Ketika Neutrino terperangkap, kesetimbangan  $\beta$ ,  $n + \nu_e \rightleftharpoons p + e$  tercapai dalam sebuah karakteristik waktu  $\tau_B = \langle \sigma_0 c \rho_\nu \rangle \approx 10^{-15} - 10^{-18} \text{ s}$  yang merupakan fungsi dari densitas  $\rho_\nu$  yang terperangkap ( $\sigma_0$  adalah penampang lintang tipikal untuk proses  $\nu$ - $n$ ), skala waktu ini jauh lebih kecil daripada skala waktu difusi untuk neutrino,  $\tau_d \approx 10 \text{ s}$ . Oleh karena itu kita dapat menggunakan kesetimbangan  $\beta$ , yang diasumsikan sebagai sifat karakteristik dari materi hadronik padat selama pemancaran neutrino dari inti supernova. Bintang dengan kondisi neutrino terperangkap akan kaya proton sehingga dikenal sebagai bintang proto-neutron.

## 2.5 Parameterisasi

Salah satu cara menggambarkan sifat materi nuklir yaitu menggunakan metode pendekatan model relativistik medan rata-rata. Metode ini memerlukan konstanta untuk menentukan kekuatan interaksi antar medan meson yang disebut konstanta kopling. Oleh karena itu dibutuhkan suatu parameterisasi konstanta-konstanta yang dibutuhkan dalam perhitungan untuk menggambarkan sifat materi nuklir bintang neutron.

Parameterisasi konstanta-konstanta kopling meson terhadap baryon dalam pendekatan medan rata-rata diperoleh melalui fitting terhadap data eksperimen mengenai energi ikat, distribusi muatan dan splitting spin-orbit dari materi nuklir. Ada beberapa parameter set yang telah dikenal, sebagian dapat dilihat di referensi (P. Handopo, 2006). Pada

penelitian ini parameter set yang digunakan adalah parameter set G2\*\* yang konsisten dengan data eksperimen dari hamburan ion berat beberapa data eksperimen dan struktur nuklir (A. Sulaksono dan Kasmudin, 2009).

Tabel 2.2 Konstanta kopling meson-nukleon

Set	$m_\sigma$	$g_{\sigma N}$	$g_{\omega N}$	$g_{\rho N}$	$g_{\delta N}$
G2**	520,299	10,4957	12,7624	9,4835	-

Berbeda dengan kopling pada sektor nukleon, konstanta kopling meson vektor dan isovektor terhadap hyperon diperoleh dengan menggunakan model SU(6)

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{3}g_{\sigma N} &= \frac{1}{2}g_{\sigma\Lambda} = \frac{1}{2}g_{\sigma\Sigma} = g_{\sigma\Xi}, \\
 \frac{1}{3}g_{\omega N} &= \frac{1}{2}g_{\omega\Lambda} = \frac{1}{2}g_{\omega\Sigma} = g_{\omega\Xi}, \\
 g_{\delta N} &= \frac{1}{2}g_{\delta\Sigma} = g_{\delta\Xi}, \quad g_{\delta\Lambda} = 0, \\
 g_{\phi\Lambda} = g_{\phi\Sigma} &= \frac{\sqrt{2}}{3}g_{\omega N} = \frac{1}{2}g_{\phi\Xi}, \quad g_{\phi N} = 0, \\
 2g_{\sigma^*\Lambda} = g_{\sigma^*\Sigma} = g_{\sigma^*\Xi} &= \frac{2\sqrt{2}}{3}g_{\omega N}, \quad g_{\sigma^*N} = 0,
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Sifat bintang neutron cukup sensitif terhadap nilai  $g_{\sigma Y}$  dan  $g_{\omega Y}$ , karena nilai tersebut secara signifikan tidak berpengaruh jika nilai  $g_{\sigma Y}$  divariasikan pada range tertentu ketika nilai  $g_{\omega Y}$  dibuat tetap (S.K. Dhiman, R. Kumar, and B.K. Agrawal, 2007). Pada penulisan ini hasil referensi disebutkan atas akan diuji kembali tetapi dengan menggunakan parameter set G2\*\*.

Sementara konstanta kopling meson skalar terhadap hyperon dapat diperoleh melalui penghitungan kedalaman potensial dari suatu hyperon dalam materi nuklir normal dalam keadaan saturasi

$$U_Y^N(\rho_0) = -g_{\sigma Y}\sigma(\rho_0) + g_{\omega Y}\omega(\rho_0). \tag{2.5}$$

Sementara konstanta kopling meson skalar aneh ditentukan oleh sumur potensial dari hyperon  $\Lambda$  dalam materi hypernuklir  $\Lambda\Lambda$ .

Tabel 2.3 Konstanta kopling meson skalar terhadap hyperon.

Set	$g_{\sigma\Lambda}$	$g_{\sigma\Sigma}$	$g_{\sigma^*\Lambda}/g_{\sigma^*\Sigma}$
G2**	6,5640	4,3879	-6,016198

Meson skalar aneh  $\sigma^*$  dimasukkan untuk memperoleh simulasi mengenai interaksi kuat dari hyperon  $YY$ . Dari hasil eksperimen menunjukkan ada interaksi yang lemah pada hypernuklir  ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$  (J.K. Bunta, 2003). Konstanta-konstanta suku non-linier yang menunjukkan interaksi diri dan interaksi silang vektor didefinisikan sebagai berikut:

$$\begin{aligned}
 b_2 &\equiv \frac{g_\sigma \kappa_3 m_\sigma^2}{2m_B}, & b_3 &\equiv \frac{g_\sigma^2 \kappa_4 m_\sigma^2}{6m_B}, \\
 c_3 &\equiv \frac{g_\omega^2 \zeta_0}{6}, & d_2 &\equiv \frac{g_\sigma \eta_1 m_\omega^2}{2m_B}, \\
 d_3 &\equiv \frac{g_\sigma^2 \eta_2 m_\omega^2}{2m_B^2}, & f_2 &\equiv \frac{g_\sigma \eta_\rho m_\rho^2}{2m_B}, \\
 g_3 &\equiv 2\Lambda_s g_\rho^2 g_\sigma^2, & g_4 &\equiv 2\Lambda_v g_\rho^2 g_\omega^2.
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Nilai konstanta  $b_2, b_3, c_3, d_2, d_3, f_2, g_3$  dan  $g_4$  dapat diperoleh dengan memasukkan konstanta-konstanta dari tabel 2.4 dan 2.5.

Tabel 2.4 Konstanta-konstanta suku non-linier.

Set	$\kappa_3$	$\kappa_4$	$\eta_1$	$\eta_2$	$\zeta_0$	$\eta_r$	$\Lambda_s$	$\Lambda_v$
G2**	2,8467	0,63152	0,64992	0,10975	2,6416	-2,390	0	0

Tabel 2.5 Massa meson.

Set	G2**	$m_\omega$	$m_\rho$	$m_\delta$	$m_{\sigma^*}$	$m_\phi$
Massa (MeV)		783	770	980	975	1020

Nilai-nilai tersebut di atas akan digunakan untuk perhitungan selanjutnya pada bab 3 dan 4 dalam analisa persamaan keadaan bintang neutron untuk kondisi oktet baryon lengkap, neutrino yang terperangkap dan yang materinya hanya mengandung  $n, p$ , hyperon  $\Lambda$ , hyperon  $\Sigma^-$  dan lepton.



**BAB 3**  
**ANALISA HASIL ANALITIK**  
**PERSAMAAN KEADAAN BINTANG NEUTRON**

Seperti yang telah dibahas pada bab sebelumnya bahwa untuk memahami bagaimana sifat dari suatu sistem fisika, dilakukan sejumlah pemodelan. Model yang akan digunakan dalam pembahasan ini adalah model nuklir relativistik dengan menggunakan pendekatan medan rata-rata (RMF) untuk menjelaskan materi hyperon berkepadatan tinggi seperti yang terdapat pada bintang neutron. Pada bab ini, model ini digunakan untuk mempelajari efek hyperon terhadap persamaan keadaan bintang neutron dan karakteristiknya dengan penekanan pada studi analitik dari adanya oktet baryon dan neutrino yang terperangkap. Sensitifitas dari konstanta kopling terhadap massa dan jari-jari bintang neutron dibahas pada bab berikutnya.

**3.1 Lagrangian Sistem**

Titik awal dari model RMF adalah kerapatan Lagrangian yang anatara lain tersusun dari medan nukleon  $\psi$ , medan isoskalar skalar meson  $\sigma$ , medan isoskalar vektor meson  $\omega$ , medan isovektor vektor meson  $\rho$ , medan isoskalar skalar meson  $\delta$ , medan meson netral strange skalar  $\sigma^*$  dan medan meson netral strange vektor  $\phi$ . Kerapatan Lagrangian standar untuk model RMF ditulis sebagai:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_M + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_L. \quad (3.1)$$

Dengan  $\mathcal{L}_B$  merupakan penjumlahan terhadap seluruh Lagrangian baryon,  $\mathcal{L}_M$  merupakan penjumlahan terhadap seluruh Lagrangian meson,  $\mathcal{L}_{int}$  merupakan Lagrangian interaksi, serta  $\mathcal{L}_L$  merupakan penjumlahan Lagrangian dari lepton. Dalam model RMF, Lagrangian tersebut dapat dinyatakan sebagai:

$$\mathcal{L}_B = \sum_B \bar{\psi}_B (i\gamma_\mu \partial_\mu - m_B) \psi_B,$$

$$\mathcal{L}_M = \mathcal{L}_\sigma + \mathcal{L}_\omega + \mathcal{L}_\rho + \mathcal{L}_\delta + \mathcal{L}_{\sigma^*} + \mathcal{L}_\phi,$$

dimana

$$\mathcal{L}_\sigma = \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2),$$

$$\mathcal{L}_\omega = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} - m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \right),$$

$$\mathcal{L}_\rho = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} \vec{\rho}_{\mu\nu} \vec{\rho}^{\mu\nu} - m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \vec{\rho}^\mu \right),$$



$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_\delta &= \frac{1}{2} \left( \partial_\mu \vec{\delta} \partial^\mu \vec{\delta} - m_\delta^2 \delta^2 \right), \\
\mathcal{L}_{\sigma^*} &= \frac{1}{2} \left( \partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* - m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} \right), \\
\mathcal{L}_\phi &= -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} \phi_{\mu\nu} \phi^{\mu\nu} - m_\phi^2 \phi_\mu \phi^\mu \right), \\
\mathcal{L}_L &= \sum_B \bar{\psi}_L (i\gamma_\mu \partial_\mu - m_L) \psi_L, \\
\mathcal{L}_{\text{inter}} &= -\sum_B g_\sigma \sigma \bar{\psi}_B \psi_B - \sum_B g_\omega \omega_\mu \bar{\psi}_B \gamma^\mu \psi_B - \sum_B g_\rho \vec{\rho}_\mu \bar{\psi}_B \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_B - \sum_B g_\delta \vec{\delta} \bar{\psi}_B \vec{\tau} \psi_B \\
&\quad - \sum_B g_{\sigma^*} \sigma^* \bar{\psi}_B \psi_B - \sum_B g_\phi \phi_\mu \bar{\psi}_B \gamma^\mu \psi_B - \frac{1}{3} b_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} b_3 \sigma^4 + \frac{1}{4} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 \\
&\quad + d_2 \sigma (\omega_\mu \omega^\mu) + \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 (\omega_\mu \omega^\mu) + f_2 \sigma (\vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu) + \frac{1}{2} g_3 \sigma^2 (\vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu) \\
&\quad + \frac{1}{4} g_4 (\omega_\mu \omega^\mu) (\vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu). \tag{3.2}
\end{aligned}$$

Sedangkan tensor medan asimetric diberikan oleh:

$$\begin{aligned}
\omega_{\mu\nu} &\equiv \partial_\nu \omega_\mu - \partial_\mu \omega_\nu, \\
\rho_{\mu\nu} &\equiv \partial_\nu \rho_\mu - \partial_\mu \rho_\nu, \\
\phi_{\mu\nu} &\equiv \partial_\nu \phi_\mu - \partial_\mu \phi_\nu,
\end{aligned}$$

$m_B$  adalah massa dari multiplet baryon dan  $m_\sigma, m_\omega, m_\rho, m_\delta, m_{\sigma^*}, m_\phi$  adalah massa dari masing-masing meson dan  $g_\sigma, g_\omega, g_\rho, g_\delta, g_{\sigma^*}, g_\phi$  merupakan konstanta kopling tak berdimensi yang menunjukkan kuatnya interaksi antar baryon.

Tiga suku terakhir pada baris kedua dalam Lagrangian interaksi menunjukkan interaksi diri skalar kubik dan kuartik serta interaksi diri vektor kuartik dengan konstanta  $b_2, b_3, c_3$ . Kekuatan interaksi diberikan oleh konstanta kopling vektor lintang interaksi tak berdimensi  $d_2, d_3, f_2, g_3$  dan  $g_4$  yang muncul dalam suku-suku non-linier. Suku terakhir dari Lagrangian interaksi merupakan interaksi diri antara meson  $\omega$  dan  $\rho$ . Model RMF dimulai dari Lagrangian klasik sehingga perlu dilakukan kuantisasi terhadap medan klasik  $\psi_{B,L}$  dan  $\phi^i$  ( $i = \sigma, \omega, \rho, \sigma^*, \phi$ ) menjadi operator  $\hat{\psi}_{B,L}$  dan  $\hat{\phi}^i$ .

### 3.2 Pendekatan Medan Rata-rata

Untuk mempermudah perhitungan dilakukan suatu metode pendekatan. Pendekatan medan rata-rata merupakan salah satu pendekatan non perturbatif yang dapat dilakukan dan merupakan metode yang digunakan dalam penulisan ini.

Pendekatan medan rata-rata dapat dibayangkan sebagai sebuah kotak besar bervolume  $V$  yang diisi baryon  $B$  secara seragam. Karena jumlah baryon yang terdapat dalam kotak terkonservasi, maka kerapatan baryon juga terkonservasi sehingga  $\rho_B = B/V$ . Apabila volume kotak tersebut diperkecil, maka kerapatan baryon akan meningkat. Akibatnya suku sumber dalam persamaan meson akan bertambah kuat (ada banyak kuantum), oleh karena itu kita dapat melakukan penggantian medan meson dengan harga ekspektasinya (I. Bednarek and R. Manka, 2006). Karena sistem materi nuklir harus invarian terhadap paritas dan inversi waktu maka komponen ruang dari harga ekspektasi meson dihilangkan dan hanya tersisa komponen nol (waktu) seperti  $\omega_0, \rho_0, \phi_0$ . Sementara itu komponen ruang dari isovektor juga dihilangkan sehingga yang tersisa adalah komponen ketiganya saja seperti  $\rho_0^{(3)}$  dan  $\delta^{(3)}$ .

$$\begin{aligned}\hat{\sigma} &\rightarrow \langle \hat{\sigma} \rangle \equiv \bar{\sigma}, & \hat{\omega} &\rightarrow \langle \hat{\omega}_\mu \rangle \equiv \bar{\omega}_0, \\ \hat{\rho}_\mu &\rightarrow \langle \hat{\rho}_\mu \rangle \equiv \bar{\rho}_0^{(3)}, & \hat{\delta} &\rightarrow \langle \hat{\delta} \rangle \equiv \bar{\delta}^{(3)}, \\ \hat{\sigma}^* &\rightarrow \langle \hat{\sigma}^* \rangle \equiv \bar{\sigma}^*, & \hat{\phi} &\rightarrow \langle \hat{\phi}_\mu \rangle \equiv \bar{\phi}_0.\end{aligned}\quad (3.3)$$

Setelah mengganti semua medan meson dengan harga ekspektasinya dan menghitung harga ekspektasinya dari lagrangian dalam pendekatan medan rata-rata diperoleh:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \sum_B \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_\alpha^B (i\gamma_\mu \partial_\mu - m_B) \psi_\alpha^B + \sum_L \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_\alpha^L (i\gamma_\mu \partial_\mu - m_L) \psi_\alpha^L \\ &+ \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \left( \frac{1}{3} b_2 + \frac{1}{4} b_3 \sigma \right) \sigma^3 \\ &- \frac{1}{2} (\partial_\mu \omega_0 \partial^\mu \omega_0 - m_\omega^2 \omega_0^2) + \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 + \left( d_2 + \frac{1}{2} d_3 \sigma \right) \sigma \omega_0^2 \\ &- \frac{1}{2} (\partial_\mu \rho_0^{(3)} \partial^\mu \rho_0^{(3)} - m_\rho^2 \rho_0^{(3)2}) + \left( f_2 + \frac{1}{2} g_3 \sigma \right) b_0^2 \\ &+ \frac{1}{2} g_4 \omega_0^2 b_0^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \delta^{(3)} \partial^\mu \delta^{(3)} - m_\delta^2 \delta^{(3)2})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* - m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2}) - \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_0 \partial^\mu \phi_0 - m_\phi^2 \phi_0^2) \\
& - g_\sigma \sigma \sum_B \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_B \psi_B - g_\omega \omega_0 \sum_B \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_B \gamma_0 \psi_B \\
& - \frac{1}{2} g_\rho b_0 \sum_B \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_B \gamma_0 \tau_3 \psi_B - g_\delta \delta^{(3)} \sum_B \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_B \tau_3 \psi_B \\
& - g_{\sigma^*} \sigma^* \sum_B \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_B \psi_B - g_\phi \phi_0 \sum_B \sum_{\alpha=1}^A \bar{\psi}_B \gamma_0 \psi_B.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Dimana sumasi dilakukan terhadap seluruh baryon dan lepton yang terdapat dalam materi nuklir dan semua keadaan terisi dalam keadaan dasar  $N$  fermion (nukleon,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ).

Materi nuklir merupakan sistem nukleon (ditambah hyperon untuk materi hyperon) seragam tak hingga yang bersifat hipotetik. Sehingga meskipun jumlah nukleon  $A \rightarrow \infty$  dan volume nuklir  $V \rightarrow \infty$  kerapatan materi tersebut tetap berhingga. Oleh karena itu kita dapat mengganti operasi sumasi dalam lagrangian pada persamaan di atas menjadi integrasi terhadap momentum Fermi:

$$\sum_{\alpha=1}^A \rightarrow \frac{2J+1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} d^3k. \tag{3.5}$$

Dimana  $J$  merupakan bilangan spin dari setiap baryon yang terlibat.

Medan fermion untuk setiap baryon dan lepton dapat dituliskan dalam bentuk spinornya

$$\psi_k = U_k e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}}. \tag{3.6}$$

Hal lain yang perlu diperhatikan adalah sistem meson dalam materi nuklir bersifat homogen terhadap ruang-waktu sehingga

$$\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma = \partial_\mu \omega_0 \partial^\mu \omega_0 = \partial_\mu \rho_0^{(3)} \partial^\mu \rho_0^{(3)} \equiv 0,$$

$$\partial_\mu \delta^{(3)} \partial^\mu \delta^{(3)} = \partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* = \partial_\mu \phi_0 \partial^\mu \phi_0 \equiv 0.$$

Sehingga bentuk akhir lagrangiannya menjadi

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \sum_B \frac{2J_B+1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B (\not{k} - m_B) U_k^B + \sum_{L=e,\mu} \frac{2J_L+1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^L} d^3k \bar{U}_k^L (\not{k} - m_L) U_k^L \\
& - \left( \frac{1}{2} m_\sigma^2 + \frac{1}{3} b_2 \sigma + \frac{1}{4} b_3 \sigma^2 \right) \sigma^2 + \left( \frac{1}{2} m_\omega^2 + d_2 \sigma + \frac{1}{3} d_3 \sigma^2 \right) \omega_0^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \\
& + \left( \frac{1}{2} m_\rho^2 + f_2 \sigma + \frac{1}{2} g_3 \sigma^2 \right) b_0^2 + \frac{1}{2} g_4 \omega_0^2 b_0^2 - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta^{(3)2} - \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 - g_\sigma \sigma \sum_B \rho_s^B - g_\omega \omega_0 \sum_B \rho_0^B - \frac{1}{2} g_\rho b_0 \sum_B \rho_{00}^B \\
& - g_\delta \delta^{(3)} \sum_B \rho_{s0}^B - g_{\sigma^*} \sigma^* \sum_B \rho_s^B - g_\phi \phi_0 \sum_B \rho_0^B .
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Dimana  $J_B$  dan  $J_L$  adalah spin baryon dan lepton sedangkan  $\rho_s^B$ ,  $\rho_0^B$ ,  $\rho_{00}^B$ , dan  $\rho_{s0}^B$  masing-masing adalah kerapatan skalar, kerapatan baryon, kerapatan isovektor dan kerapatan isovektor skalar:

$$\rho_s^B = \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B U_k^B, \tag{3.8}$$

$$\rho_0^B = \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B \gamma_0 U_k^B, \tag{3.9}$$

$$\rho_{00}^B = \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B \gamma_0 \tau_3 U_k^B, \tag{3.10}$$

$$\rho_{s0}^B = \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B \tau_3 U_k^B. \tag{3.11}$$

Persamaan (3.7) adalah persamaan umum Lagrangian yang dapat digunakan untuk menentukan persamaan keadaan bintang neutron yang mengandung hyperon.

### 3.3 Efek Baryon Oktet Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron

Untuk mendapatkan persamaan keadaan bintang neutron yang mengandung baryon oktet, terlebih dahulu kita tentukan persamaan Lagrangiannya. Baryon oktet terdiri dari neutron, proton, hyperon  $\Lambda$ , hyperon triplet  $\Sigma$  dan doublet  $\Xi$  serta ditambah elektron dan muon. Dari persamaan (3.7) kita ganti sumasi dari densitasnya dengan persamaan (3.8) sampai (3.11). Misalkan untuk  $g_\sigma \sigma \sum_B \rho_s^B$  diubah menjadi

$$\begin{aligned}
g_{\sigma B} \sigma \sum_B \rho_s^B &= g_{\sigma N} \sigma (\rho_s^p + \rho_s^n) + g_{\sigma \Lambda} \sigma \rho_s^\Lambda + g_{\sigma \Sigma} \sigma (\rho_s^{\Sigma^+} + \rho_s^{\Sigma^-} + \rho_s^\Sigma) \\
&+ g_{\sigma \Xi} \sigma (\rho_s^\Xi + \rho_s^{\Xi^-}).
\end{aligned}$$

Begitu juga untuk yang lainnya, sehingga bentuk eksplisit dari persamaan (3.7) adalah

$$\mathcal{L} = \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B (\not{k} - m_B) U_k^B + \sum_{L=e,\mu} \frac{2J_L + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^L} d^3k \bar{U}_k^L (\not{k} - m_L) U_k^L$$

$$\begin{aligned}
& -\left(\frac{1}{2}m_\sigma^2 + \frac{1}{3}b_2\sigma + \frac{1}{4}b_3\sigma^2\right)\sigma^2 + \left(\frac{1}{2}m_\omega^2 + d_2\sigma + \frac{1}{2}d_3\sigma^2\right)\omega_0^2 + \frac{1}{4}c_3\omega_0^4 \\
& + \left(\frac{1}{2}m_\rho^2 + f_2\sigma + \frac{1}{2}g_3\sigma^2\right)b_0^2 + \frac{1}{2}g_4\omega_0^2b_0^2 - \frac{1}{2}m_\delta^2\delta^{(3)2} - \frac{1}{2}m_{\sigma^*}^2\sigma^{*2} + \frac{1}{2}m_\phi^2\phi_0^2 \\
& -g_{\sigma N}\sigma[\rho_s^p + \rho_s^n] - g_{\sigma\Lambda}\sigma\rho_s^\Lambda - g_{\sigma\Sigma}\sigma[\rho_s^{\Sigma^+} + \rho_s^{\Sigma^-} + \rho_s^\Sigma] - g_{\sigma\Xi}\sigma[\rho_s^{\Xi} + \rho_s^{\Xi^-}] \\
& -g_{\omega N}\omega_0[\rho_0^p + \rho_0^n] - g_{\omega\Lambda}\omega_0\rho_0^\Lambda - g_{\omega\Sigma}\omega_0[\rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^\Sigma] \\
& -g_{\omega\Xi}\omega_0[\rho_0^{\Xi} + \rho_0^{\Xi^-}] - \frac{1}{2}g_{\rho N}b_0[\rho_0^p - \rho_0^n] - \frac{1}{2}g_{\rho\Sigma}b_0[\rho_0^{\Sigma^-} - \rho_0^\Sigma] \\
& -\frac{1}{2}g_{\rho\Xi}b_0[\rho_0^{\Xi} - \rho_0^{\Xi^-}] - g_{\delta N}\delta_0^{(3)}[\rho_s^p - \rho_s^n] - g_{\rho\Sigma}\delta_0^{(3)}[\rho_s^{\Sigma^+} - \rho_s^{\Sigma^-}] \\
& -g_{\rho\Xi}\delta_0^{(3)}[\rho_s^{\Xi} - \rho_s^{\Xi^-}] - g_{\sigma^*\Lambda}\sigma^*\rho_s^\Lambda - g_{\sigma^*\Sigma}\sigma^*[\rho_s^{\Sigma^+} + \rho_s^{\Sigma^-} + \rho_s^\Sigma] \\
& -g_{\sigma^*\Sigma}\sigma^*[\rho_s^{\Xi} + \rho_s^{\Xi^-}] - g_{\phi\Lambda}\phi\rho_0^\Lambda - g_{\phi\Sigma}\phi[\rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^\Sigma] \\
& -g_{\phi\Xi}\phi[\rho_0^{\Xi} + \rho_0^{\Xi^-}].
\end{aligned} \tag{3.12}$$

Persamaan medan  $\Phi_i$  diperoleh dari persamaan Euler-Lagrange berikut

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\Phi_i} - \partial^\mu \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial^\mu\Phi_i)} = 0. \tag{3.13}$$

Dengan mengaplikasikan persamaan Euler-Lagrangian untuk medan baryon, diperoleh persamaan Dirac untuk baryon

$$[\bar{\gamma} \cdot \bar{k}_B + m_B^*] \psi_B = E_B \gamma_0 \psi_B, \tag{3.14}$$

$$[\bar{\alpha} \cdot \bar{k}_B + \gamma_0 m_B^*] \psi_B = E_B \psi_B. \tag{3.15}$$

Sedangkan energi dari  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  masing-masingnya adalah

$$E_p(\vec{k}_p) = g_{\omega N}\omega_0 + \frac{1}{2}g_{\rho N}b_0 + \sqrt{k_p^2 + m_p^{*2}}, \tag{3.16}$$

$$E_n(\vec{k}_n) = g_{\omega N}\omega_0 - \frac{1}{2}g_{\rho N}b_0 + \sqrt{k_n^2 + m_n^{*2}}, \tag{3.17}$$

$$E_\Lambda(\vec{k}_\Lambda) = g_{\omega\Lambda}\omega_0 + g_{\phi\Lambda}\phi_0 + \sqrt{k_\Lambda^2 + m_\Lambda^{*2}}, \tag{3.18}$$

$$E_{\Sigma^-}(\vec{k}_{\Sigma^-}) = g_{\omega\Sigma}\omega_0 - \frac{1}{2}g_{\rho\Sigma}b_0 + g_{\phi\Sigma}\phi_0 + \sqrt{k_{\Sigma^-}^2 + m_{\Sigma^-}^{*2}}, \tag{3.19}$$

$$E_{\Sigma^0}(\vec{k}_{\Sigma^0}) = g_{\omega\Sigma}\omega_0 + g_{\phi\Sigma}\phi_0 + \sqrt{k_{\Sigma^0}^2 + m_{\Sigma^0}^{*2}}, \tag{3.20}$$

$$E_{\Sigma^+}(\vec{k}_{\Sigma^+}) = g_{\omega\Sigma} \omega_0 + \frac{1}{2} g_{\rho\Sigma} b_0 + g_{\phi\Sigma} \phi_0 + \sqrt{k_{\Sigma^+}^2 + m_{\Sigma^+}^{*2}}, \quad (3.21)$$

$$E_{\Xi^0}(\vec{k}_{\Xi^0}) = g_{\omega\Xi} \omega_0 + \frac{1}{2} g_{\rho\Xi} b_0 + g_{\phi\Xi} \phi_0 + \sqrt{k_{\Xi^0}^2 + m_{\Xi^0}^{*2}}, \quad (3.22)$$

$$E_{\Xi^-}(\vec{k}_{\Xi^-}) = g_{\omega\Xi} \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho\Xi} b_0 + g_{\phi\Xi} \phi_0 + \sqrt{k_{\Xi^-}^2 + m_{\Xi^-}^{*2}}, \quad (3.23)$$

dengan  $m_p^*$ ,  $m_n^*$ ,  $m_\Lambda^*$ ,  $m_{\Sigma^-}^*$ ,  $m_{\Sigma^+}^*$ ,  $m_{\Sigma^0}^*$ ,  $m_{\Xi^-}^*$ , dan  $m_{\Xi^0}^*$  merupakan massa efektif yang masing-masing adalah:

$$m_p^* = m_p + g_{\sigma N} \sigma + g_{\delta N} \delta_0^{(3)}, \quad (3.24)$$

$$m_n^* = m_n + g_{\sigma N} \sigma - g_{\delta N} \delta_0^{(3)}, \quad (3.25)$$

$$m_\Lambda^* = m_\Lambda + g_{\sigma\Lambda} \sigma + g_{\sigma^*\Lambda} \sigma^*, \quad (3.26)$$

$$m_{\Sigma^0}^* = m_\Sigma + g_{\sigma\Sigma} \sigma + g_{\sigma^*\Sigma} \sigma^*, \quad (3.27)$$

$$m_{\Sigma^-}^* = m_\Sigma + g_{\sigma\Sigma} \sigma - g_{\delta\Sigma} \delta_0^{(3)} + g_{\sigma^*\Sigma} \sigma^*, \quad (3.28)$$

$$m_{\Sigma^+}^* = m_\Sigma + g_{\sigma\Sigma} \sigma + g_{\delta\Sigma} \delta_0^{(3)} + g_{\sigma^*\Sigma} \sigma^*, \quad (3.29)$$

$$m_{\Xi^0}^* = m_\Xi + g_{\sigma\Xi} \sigma + g_{\delta\Xi} \delta_0^{(3)} + g_{\sigma^*\Xi} \sigma^*, \quad (3.30)$$

$$m_{\Xi^-}^* = m_\Xi + g_{\sigma\Xi} \sigma - g_{\delta\Xi} \delta_0^{(3)} + g_{\sigma^*\Xi} \sigma^*. \quad (3.31)$$

Untuk medan meson, diperoleh persamaan Klein-Gordon dan Proca untuk tiap-tiap meson sebagai berikut

$$m_\sigma^2 \sigma = -g_{\sigma N} [\rho_s^p + \rho_s^n] - g_{\sigma\Lambda} \rho_s^\Lambda - g_{\sigma\Sigma} [\rho_s^{\Sigma^+} + \rho_s^{\Sigma^-} + \rho_s^{\Sigma^0}] - g_{\sigma\Xi} [\rho_s^{\Xi^0} + \rho_s^{\Xi^-}] - b_2 \sigma^2 - b_3 \sigma^3 + d_2 \omega_0^2 + d_3 \sigma \omega_0^2 + f_2 b_0^2 + g_3 \sigma b_0^2, \quad (3.32)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = g_{\omega N} [\rho_0^p + \rho_0^n] + g_{\omega\Lambda} \rho_0^\Lambda + g_{\omega\Sigma} [\rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^{\Sigma^0}] + g_{\omega\Xi} [\rho_0^{\Xi^0} + \rho_0^{\Xi^-}] - (2d_2 \sigma + d_3 \sigma^2) \omega_0 - c_3 \omega_0^3 - g_4 b_0^2 \omega_0, \quad (3.33)$$

$$m_\rho^2 b_0 = \frac{1}{2} g_{\rho N} [\rho_0^p - \rho_0^n] + \frac{1}{2} g_{\rho\Sigma} [\rho_0^{\Sigma^+} - \rho_0^{\Sigma^-}] + \frac{1}{2} g_{\rho\Xi} [\rho_0^{\Xi^0} - \rho_0^{\Xi^-}] - (2f_2 \sigma + g_3 \sigma^2 + g_4 \omega_0^2) b_0, \quad (3.34)$$

$$m_\delta^2 \delta_0 = -g_{\delta N} [\rho_s^p - \rho_s^n] - g_{\delta\Sigma} [\rho_s^{\Sigma^+} - \rho_s^{\Sigma^-}] - g_{\delta\Xi} [\rho_s^{\Xi^0} - \rho_s^{\Xi^-}], \quad (3.35)$$

$$m_{\sigma^*}^2 \sigma^* = -g_{\sigma^*\Lambda} \rho_s^\Lambda - g_{\sigma^*\Sigma} [\rho_s^{\Sigma^+} + \rho_s^{\Sigma^-} + \rho_s^{\Sigma^0}] - g_{\sigma^*\Xi} [\rho_s^{\Xi^0} + \rho_s^{\Xi^-}], \quad (3.36)$$

$$m_\phi^2 \phi_0 = \mathbf{g}_{\phi\Lambda} \rho_0^\Lambda + \mathbf{g}_{\phi\Sigma} \left[ \rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^{\Sigma^0} \right] + \mathbf{g}_{\phi\Xi} \left[ \rho_0^{\Xi^0} + \rho_0^{\Xi^-} \right]. \quad (3.37)$$

Dimana kerapatan skalar baryon dapat ditulis sebagai

$$\rho_s^B = \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \frac{m_B^*}{(k^2 + m_B^{*2})^{1/2}}. \quad (3.38)$$

Dan kerapatan baryon totalnya adalah

$$\rho_B = \sum_B \rho_B = \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k = \sum_B \frac{k_B^3}{3\pi^2}. \quad (3.39)$$

Persamaan keadaan bintang neutron mencakup energi densitas dan tekanan densitas, kedua persamaan tersebut diperoleh dari turunan tensor momentum-energi. Tensor momentum-energi diberikan oleh

$$T_{\mu\nu} = -\mathbf{g}_{\mu\nu} \mathcal{L} + \frac{\partial \Phi_i}{\partial x^\nu} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial \Phi / \partial x_\mu)}, \quad (3.40)$$

dengan  $\Phi_i$  secara umum menyatakan medan yang terlibat. Energi densitas dari sebuah sistem adalah komponen nol dari energi tensor  $\epsilon = \langle T_{00} \rangle$ . Sehingga persamaan energi densitasnya adalah

$$\epsilon = \langle T_{00} \rangle = -\mathbf{g}_{00} \mathcal{L} + \frac{\partial \Phi_i}{\partial x^0} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial \Phi / \partial x_0)},$$

yang eksplisitnya adalah

$$\begin{aligned} \epsilon = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \sqrt{k_F^2 + m_B^{*2}} + \sum_{L=e,\mu} \frac{2J_L + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^L} d^3k \sqrt{k_F^2 + m_L^{*2}} \\ & + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} b_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} b_3 \sigma^4 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 - d_2 \sigma \omega_0^2 - \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 \omega_0^2 - \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \\ & - \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 - f_2 \sigma b_0^2 - \frac{1}{2} \mathbf{g}_3 \sigma^2 b_0^2 - \frac{1}{2} \mathbf{g}_4 \omega_0^2 b_0^2 - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta_0^2 + \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} - \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 \\ & + \mathbf{g}_{\omega N} \omega_0 \left[ \rho_0^p + \rho_0^n \right] + \mathbf{g}_{\omega\Lambda} \omega_0 \rho_0^\Lambda + \mathbf{g}_{\omega\Sigma} \omega_0 \left[ \rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^\Sigma \right] \\ & + \mathbf{g}_{\omega\Xi} \omega_0 \left[ \rho_0^{\Xi^0} + \rho_0^{\Xi^-} \right] + \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} b_0 \left[ \rho_0^p - \rho_0^n \right] + \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho\Sigma} b_0 \left[ \rho_0^{\Sigma^+} - \rho_0^\Sigma \right] \\ & + \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho\Xi} b_0 \left[ \rho_0^{\Xi^0} - \rho_0^{\Xi^-} \right] + \mathbf{g}_{\delta N} \delta_0^{(3)} \left[ \rho_s^p - \rho_s^n \right] + \mathbf{g}_{\delta\Sigma} \delta_0^{(3)} \left[ \rho_s^{\Sigma^+} - \rho_s^{\Sigma^-} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +\mathbf{g}_{\delta\Xi}\delta_0^{(3)}\left[\rho_s^{\Xi} - \rho_s^{\Xi-}\right] + \mathbf{g}_{\phi\Lambda}\phi\rho_0^\Lambda + \mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi\left[\rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^\Sigma\right] \\
& + \mathbf{g}_{\phi\Xi}\phi\left[\rho_0^{\Xi} + \rho_0^{\Xi-}\right].
\end{aligned} \tag{3.41}$$

Energi ikat per baryon dalam materi nuklir diberikan oleh

$$E_B = \frac{E}{A} - \sum_B Y_i m_i, \tag{3.42}$$

dengan  $m_i$  merupakan massa diam untuk baryon ke  $i$ .

Tekanan densitas  $p(\rho_0)$  diperoleh dari tensor momentum energi atau turunan energi densitas.

$$\begin{aligned}
p &= \frac{1}{3}\langle T_{ii} \rangle = \rho_0 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0} - \epsilon \\
p &= \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{k_F^B} dk \frac{k^4}{\sqrt{k_F^2 + m_B^{*2}}} + \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{k_F^L} dk \frac{k^4}{\sqrt{k_F^2 + m_L^{*2}}} \\
& - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} b_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} b_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + d_2 \sigma \omega_0^2 + \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 \omega_0^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \\
& - \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 - f_2 \sigma b_0^2 - \frac{1}{2} g_3 \sigma^2 b_0^2 - \frac{1}{2} g_4 \omega_0^2 b_0^2 - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta_0^2 - \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 \\
& - \mathbf{g}_{\omega N} \omega \left[ \rho_0^p + \rho_0^n \right] - \mathbf{g}_{\omega\Lambda} \omega \rho_0^\Lambda + \mathbf{g}_{\omega\Sigma} \omega \left[ \rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^\Sigma \right] \\
& - \mathbf{g}_{\omega\Xi} \omega_0 \left[ \rho_0^{\Xi^0} + \rho_0^{\Xi-} \right] - \mathbf{g}_{\delta N} \delta_0^{(3)} \left[ \rho_s^p - \rho_s^n \right] - \mathbf{g}_{\delta\Sigma} \delta_0^{(3)} \left[ \rho_s^{\Sigma^+} - \rho_s^{\Sigma^-} \right] \\
& - \mathbf{g}_{\delta\Xi} \delta_0^{(3)} \left[ \rho_s^{\Xi} - \rho_s^{\Xi-} \right] - \mathbf{g}_{\phi\Lambda} \phi \rho_0^\Lambda - \mathbf{g}_{\phi\Sigma} \phi \left[ \rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^\Sigma \right] \\
& - \mathbf{g}_{\phi\Xi} \phi \left[ \rho_0^{\Xi^0} + \rho_0^{\Xi-} \right].
\end{aligned} \tag{3.43}$$

Secara prinsip  $p$  dan  $\epsilon$  dapat dihitung jika momentum fermi ( $k_f$ ) dari tiap konstituen diketahui. Pada subbab berikut diberikan cara menentukan  $k_f$  tiap konstituen.

### 3.3.1 Kestabilan Beta dan Keseimbangan Potensial Kimia

Kestabilan  $\beta$  terjadi jika neutron tidak lagi meluruhkan beta atau tidak akan terjadi reaksi invers, ketika kondisi ini tercapai maka terjadi keseimbangan potensial kimia. Ketika terjadi kestabilan beta material nuklir mengandung nukleon, hyperon dan lepton. Pada kondisi keseimbangan potensial kimia didefinisikan sebagai partikel energi Fermi



di level permukaan Fermi harus tetap. Secara umum kondisi kesetimbangan potensial kimia ditulis sebagai

$$\mu_i = B_i \mu_n - Q_i \mu_e, \quad (3.44)$$

dengan  $B_i$  = muatan baryon dan  $Q_i$  = muatan listrik.

Dalam peluruhan  $\beta^-$  reaksi lemah mengubah neutron menjadi proton ketika mengemisikan elektron dan antineutrino elektron atau  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ . Dalam peluruhan  $\beta^+$  energi digunakan untuk mengubah proton menjadi neutron, positron dan neutrino atau ditulis  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ . Dalam kasus peluruhan  $\beta^+$  terjadi penangkapan elektron oleh inti dengan mengemisikan neutrino atau ditulis  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ .

Karena neutrino mampu lepas dari bintang neutron biasa maka  $\mu_\nu = 0$ , sehingga efek neutrino yang terperangkap (*neutrino trapping*) tidak diperhitungkan,  $B_e = 0$ , sedangkan semua baryon memiliki  $B_b = +1$ . Sehingga diperoleh hubungan potensial kimia

$$\begin{aligned} \mu_\Lambda &= \mu_{\Sigma^0} = \mu_{\Xi^0} = \mu_n, \\ \mu_{\Sigma^-} &= \mu_{\Xi^-} = \mu_n + \mu_e, \\ \mu_p &= \mu_{\Sigma^+} = \mu_n - \mu_e, \\ \mu_\mu &= \mu_e. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Potensial kimia ditentukan dari

$$\mu_i = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_i}, \quad i = n, p, \Lambda, \Sigma, e, \mu. \quad (3.46)$$

Sehingga potensial kimia dari masing-masing medan adalah

$$\mu_n = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^n} = g_{\omega N} \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho N} b_0 + \sqrt{k_F^{n^2} + m_n^{*2}}, \quad (3.47)$$

$$\mu_p = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^p} = g_{\omega N} \omega_0 + \frac{1}{2} g_{\rho N} b_0 + \sqrt{k_F^{p^2} + m_p^{*2}}, \quad (3.48)$$

$$\mu_\Lambda = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^\Lambda} = g_{\omega \Lambda} \omega_0 + g_{\phi \Lambda} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Lambda^2} + m_\Lambda^{*2}}, \quad (3.49)$$

$$\mu_{\Sigma^0} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^{\Sigma^0}} = g_{\omega \Sigma} \omega_0 + g_{\phi \Sigma} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Sigma^2} + m_\Sigma^{*2}}, \quad (3.50)$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^{\Sigma^-}} = g_{\omega \Sigma} \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho \Sigma} b_0 + g_{\phi \Sigma} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Sigma^-2} + m_{\Sigma^-}^{*2}}, \quad (3.51)$$

$$\mu_{\Sigma^+} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^{\Sigma^+}} = g_{\omega\Sigma} \omega_0 + \frac{1}{2} g_{\rho\Sigma} b_0 + g_{\phi\Sigma} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Sigma^+2} + m_{\Sigma^+}^{*2}}, \quad (3.52)$$

$$\mu_{\Xi^0} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^{\Xi^0}} = g_{\omega\Xi} \omega_0 + \frac{1}{2} g_{\rho\Xi} b_0 + g_{\phi\Xi} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Xi^02} + m_{\Xi^0}^{*2}}, \quad (3.53)$$

$$\mu_{\Xi^-} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^{\Xi^-}} = g_{\omega\Xi} \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho\Xi} b_0 + g_{\phi\Xi} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Xi^-2} + m_{\Xi^-}^{*2}}, \quad (3.54)$$

$$\mu_L = \sqrt{k_F^L2 + m_L^{*2}}. \quad (3.55)$$

Dari hubungan kesetimbangan potensial kimia dan bentuk eksplisit potensial kimia yaitu dari persamaan (3.44) sampai dengan persamaan (3.55) diperoleh kerapatan lepton dan baryon sebagai berikut

$$\rho_L = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -g_{\rho N} b_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_L^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.56)$$

$$\rho_\Lambda = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (g_{\omega N} - g_{\omega\Lambda}) \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho N} b_0 - g_{\phi\Lambda} \phi_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} \right]^2 - m_\Lambda^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.57)$$

$$\rho_\Sigma = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (g_{\omega N} - g_{\omega\Sigma}) \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho N} b_0 - g_{\phi\Sigma} \phi_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} \right]^2 - m_\Sigma^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.58)$$

$$\rho_0^{\Sigma^-} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (g_{\omega N} - g_{\omega\Sigma}) \omega_0 - \left( \frac{3}{2} g_{\rho N} - \frac{1}{2} g_{\rho\Sigma} \right) b_0 - g_{\phi\Sigma} \phi_0 + 2\sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_{\Sigma^-}^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.59)$$

$$\rho_0^{\Sigma^+} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Sigma}) \omega_0 + \frac{1}{2} (\mathbf{g}_{\rho N} - \mathbf{g}_{\rho \Sigma}) b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Sigma} \phi_0 \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_{\Sigma}^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.60)$$

$$\rho_0^{\Xi} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Xi}) \omega_0 - \frac{1}{2} (\mathbf{g}_{\rho N} + \mathbf{g}_{\rho \Xi}) b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Xi} \phi_0 \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} \right]^2 - m_{\Xi}^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.61)$$

$$\rho_0^{\Xi^-} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Xi}) \omega_0 - \left( \frac{3}{2} \mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Xi} \right) b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Xi} \phi_0 \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_{\Xi}^{*2} \right\}^{3/2}. \quad (3.62)$$

Kerapatan proton diperoleh dari hubungan neutralitas, yaitu

$$\rho_0^p + \rho_0^{\Sigma^+} = \rho_0^e + \rho_0^\mu + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^{\Xi^-} \quad (3.63)$$

$$\rho_0^p = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\mathbf{g}_{\rho N} b_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_e^{*2} \right\}^{3/2} \\ + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\mathbf{g}_{\rho N} b_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_\mu^{*2} \right\}^{3/2} \\ + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Sigma}) \omega_0 - \left( \frac{3}{2} \mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Sigma} \right) b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Sigma} \phi_0 \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_{\Sigma}^{*2} \right\}^{3/2} \\ + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Xi}) \omega_0 - \left( \frac{3}{2} \mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Xi} \right) b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Xi} \phi_0 \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_{\Xi}^{*2} \right\}^{3/2}$$

$$\begin{aligned}
& + 2\sqrt{\left[(3\pi^2\rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}\right]^2 - \left[(3\pi^2\rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}\right]^2} - m_\Xi^{*2} \Bigg\}^{3/2} \\
& - \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0 + \frac{1}{2}(\mathbf{g}_{\rho N} - \mathbf{g}_{\rho\Sigma})b_0 - \mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0 \right. \right. \\
& \left. \left. + \sqrt{\left[(3\pi^2\rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}\right]^2} - m_\Sigma^{*2} \right] \right\}^{3/2}. \tag{3.64}
\end{aligned}$$

Sedangkan nilai  $b_0$  dan  $\phi_0$  diperoleh dari persamaan meson yaitu:

$$b_0 = \frac{\frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho N}[\rho_0^p - \rho_0^n] + \frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho\Sigma}[\rho_0^{\Sigma^+} - \rho_0^{\Sigma^-}] + \frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho\Xi}[\rho_0^{\Xi^0} - \rho_0^{\Xi^-}]}{m_\rho^2 + 2f_2\sigma + \mathbf{g}_3\sigma^2 + \mathbf{g}_4\omega_0^2}, \tag{3.65}$$

$$\phi_0 = \frac{\mathbf{g}_{\phi\Sigma}[\rho_0^{\Sigma^+} + \rho_0^{\Sigma^-} + \rho_0^{\Sigma^0}] + \mathbf{g}_{\phi\Xi}[\rho_0^{\Xi^0} + \rho_0^{\Xi^-}]}{m_\phi^2 - \mathbf{g}_{\phi\Lambda}\rho_0^\Lambda}. \tag{3.66}$$

Fraksi baryon diperoleh dari  $Y_B = \rho_0^B / \rho_0$ , sehingga fraksi tiap baryon adalah:

$$\begin{aligned}
Y_\Lambda = \frac{1}{3\pi^2} & \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Lambda})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{(\frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho N}b_0 + \mathbf{g}_{\phi\Lambda}\phi_0)}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\
& \left. \left. + \sqrt{\left[(3\pi^2Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}\right]^2} - \frac{m_\Lambda^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right] \right\}^{3/2}, \tag{3.67}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_{\Sigma^0} = \frac{1}{3\pi^2} & \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{(\frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho N}b_0 + \mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0)}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\
& \left. \left. + \sqrt{\left[(3\pi^2Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}\right]^2} - \frac{m_\Sigma^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right] \right\}^{3/2}, \tag{3.68}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_{\Sigma^-} = \frac{1}{3\pi^2} & \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{(\frac{3}{2}\mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho\Sigma})b_0 - \mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\
& \left. \left. + 2\sqrt{\left[(3\pi^2Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}\right]^2 - \left[(3\pi^2Y_p)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}}\right]^2} - \frac{m_\Sigma^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right] \right\}^{3/2}, \tag{3.69}
\end{aligned}$$

$$Y_{\Sigma^+} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} + \frac{\frac{1}{2}(\mathbf{g}_{\rho N} - \mathbf{g}_{\rho\Sigma})b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\left( (3\pi^2 Y_p)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right)^2} - \frac{m_{\Sigma}^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right]^{3/2} \right\}, \quad (3.70)$$

$$Y_{\Xi^0} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\frac{1}{2}(\mathbf{g}_{\rho N} + \mathbf{g}_{\rho\Sigma})b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{\left( (3\pi^2 Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right)^2} - \frac{m_{\Xi}^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right]^{3/2} \right\}, \quad (3.71)$$

$$Y_{\Xi^-} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\left(\frac{3}{2}\mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho\Sigma}\right)b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \sqrt{\left( (3\pi^2 Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right)^2} - \sqrt{\left( (3\pi^2 Y_p)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right)^2} - \frac{m_{\Xi}^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right]^{3/2} \right\}. \quad (3.72)$$

Sedangkan dari persamaan (3.63) diperoleh

$$Y_p = Y_e + Y_\mu + Y_{\Sigma^-} + Y_{\Xi^-} - Y_{\Sigma^+} \quad (3.73)$$

Untuk memperoleh harga eksplisit fraksi dari tiap konstituen yaitu dari persamaan (3.67) sampai persamaan (3.73) harus diselesaikan secara simultan (*self consistent*), disini penulis telah mencoba melakukan penyelesaian secara numerik, tetapi mengalami kesulitan dalam pemrograman karena banyak faktor yang harus dihitung dan ditentukan secara simultan.

### 3.4 Efek Neutrino yang Terperangkap Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron

Agar memudahkan dalam perhitungan, pembahasan mengenai efek neutrino yang terperangkap pada persamaan keadaan bintang proto neutron, tidak memasukkan semua hyperon ke dalam perhitungan. Pembahasan kali ini hanya memasukkan hyperon  $\Lambda$  dan  $\Sigma^-$  saja.

Seperti halnya dalam perhitungan efek baryon oktet, terlebih dahulu harus ditentukan persamaan Lagrangiannya. Masukkan sumasi dari semua hyperon ke persamaan (3.7), sehingga diperoleh Lagrangian:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B (\mathcal{K} - m_B) U_k^B + \sum_{L=e,\mu} \frac{2J_L + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^L} d^3k \bar{U}_k^L (\mathcal{K} - m_L) U_k^L \\
& - \left( \frac{1}{2} m_\sigma^2 + \frac{1}{3} b_2 \sigma + \frac{1}{4} b_3 \sigma^2 \right) \sigma^2 + \left( \frac{1}{2} m_\omega^2 + d_2 \sigma + \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 \right) \omega_0^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \\
& + \left( \frac{1}{2} m_\rho^2 + f_2 \sigma + \frac{1}{2} g_3 \sigma^2 \right) b_0^2 + \frac{1}{2} g_4 \omega_0^2 b_0^2 - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta_0^{(3)2} - \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 \\
& - g_{\sigma N} \sigma [\rho_s^p + \rho_s^n] - g_{\sigma \Lambda} \sigma \rho_s^\Lambda - g_{\sigma \Sigma} \sigma \rho_s^{\Sigma^-} - g_{\omega N} \omega_0 [\rho_0^p + \rho_0^n] \\
& - g_{\omega \Lambda} \omega_0 \rho_0^\Lambda - g_{\omega \Sigma} \omega_0 \rho_0^{\Sigma^-} - \frac{1}{2} g_{\rho N} b_0 [\rho_0^p - \rho_0^n] + \frac{1}{2} g_{\rho \Sigma} b_0 \rho_0^{\Sigma^-} \\
& - g_{\delta N} \delta_0^{(3)} [\rho_s^p - \rho_s^n] - g_{\rho \Sigma} \delta_0^{(3)} \rho_s^{\Sigma^-} - g_{\sigma^* \Lambda} \sigma^* \rho_s^\Lambda - g_{\sigma^* \Sigma} \sigma^* \rho_s^{\Sigma^-} \\
& - g_{\phi \Lambda} \phi_0 \rho_0^\Lambda - g_{\phi \Sigma} \phi_0 \rho_0^{\Sigma^-}. \tag{3.74}
\end{aligned}$$

Dengan mengaplikasikan persamaan Euler Lagrange (3.13) untuk medan baryon dan persamaan Dirac untuk baryon diperoleh energi dari  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$ , dan  $\Sigma$  yang masing-masing adalah sama dengan persamaan (3.16) sampai dengan persamaan (3.19). Dengan massa efektif sama dengan persamaan (3.24), (3.25), (3.26), dan (3.28). Sedangkan untuk medan meson diperoleh:

$$\begin{aligned}
m_\sigma^2 \sigma = & -g_{\sigma N} [\rho_s^p + \rho_s^n] - g_{\sigma \Lambda} \rho_s^\Lambda - g_{\sigma \Sigma} \rho_s^{\Sigma^-} - b_2 \sigma^2 - b_3 \sigma^3 \\
& + d_2 \omega_0^2 + d_3 \sigma \omega_0^2 + f_2 b_0^2 + g_3 \sigma b_0^2, \tag{3.75}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_\omega^2 \omega_0 = & g_{\omega N} [\rho_0^p + \rho_0^n] + g_{\omega \Lambda} \rho_0^\Lambda + g_{\omega \Sigma} \rho_0^{\Sigma^-} - (2d_2 \sigma + d_3 \sigma^2) \omega_0 \\
& - c_3 \omega_0^3 - g_4 b_0^2 \omega_0, \tag{3.76}
\end{aligned}$$

$$m_\rho^2 b_0 = \frac{1}{2} g_{\rho N} [\rho_0^p - \rho_0^n] - \frac{1}{2} g_{\rho \Sigma} \rho_0^{\Sigma^-} - (2f_2 \sigma + g_3 \sigma^2 + g_4 \omega_0^2) b_0, \tag{3.77}$$

$$m_\delta^2 \delta_0 = g_{\delta N} [\rho_s^p - \rho_s^n] + g_{\delta \Sigma} \rho_s^{\Sigma^-}, \tag{3.78}$$

$$m_{\sigma^*}^2 \sigma^* = -g_{\sigma^* \Lambda} \rho_s^\Lambda - g_{\sigma^* \Sigma} \rho_s^{\Sigma^-}, \tag{3.79}$$

$$m_\phi^2 \phi_0 = g_{\phi \Lambda} \rho_0^\Lambda + g_{\phi \Sigma} \rho_0^{\Sigma^-}. \tag{3.80}$$

Dengan cara yang sama dengan oktet baryon, diperoleh energi densitas, yaitu

$$\epsilon = \langle T_{00} \rangle = -g_{00} \mathcal{L} + \frac{\partial \Phi_i}{\partial x^0} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial \Phi / \partial x_0)},$$

$$\begin{aligned}
\epsilon = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \sqrt{k_F^2 + m_B^{*2}} + \sum_{L=e,\mu} \frac{2J_L + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^L} d^3k \sqrt{k_F^2 + m_L^{*2}} \\
& + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} b_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} b_3 \sigma^4 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 - d_2 \sigma \omega_0^2 - \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 \omega_0^2 - \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \\
& - \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 - f_2 \sigma b_0^2 - \frac{1}{2} g_3 \sigma^2 b_0^2 - \frac{1}{2} g_4 \omega_0^2 b_0^2 + \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta_0^2 + \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} - \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 \\
& + g_{\omega N} \omega_0 [\rho_0^p + \rho_0^n] + g_{\omega \Lambda} \omega_0 \rho_0^\Lambda + g_{\omega \Sigma} \omega_0 \rho_0^{\Sigma^-} \\
& + \frac{1}{2} g_{\rho N} b_0 [\rho_0^p - \rho_0^n] - \frac{1}{2} g_{\rho \Sigma} b_0 \rho_0^{\Sigma^-} + g_{\phi \Lambda} \phi_0 \rho_0^\Lambda + g_{\phi \Sigma} \phi_0 \rho_0^{\Sigma^-} . \tag{3.81}
\end{aligned}$$

Tekanan densitas  $p(\rho_0)$  diperoleh dari tensor momentum energi atau turunan energi densitas.

$$\begin{aligned}
p = & \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle = \rho_0 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0} - \epsilon , \\
p = & \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{k_F^B} dk \frac{k^4}{\sqrt{k_F^2 + m_B^{*2}}} + \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{k_F^L} dk \frac{k^4}{\sqrt{k_F^2 + m_L^{*2}}} \\
& - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} b_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} b_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + d_2 \sigma \omega_0^2 + \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 \omega_0^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \\
& - \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 - f_2 \sigma b_0^2 - \frac{1}{2} g_3 \sigma^2 b_0^2 - \frac{1}{2} g_4 \omega_0^2 b_0^2 - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta_0^2 - \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 \\
& - g_{\omega N} \omega_0 [\rho_0^p + \rho_0^n] - g_{\omega \Lambda} \omega_0 \rho_0^\Lambda + g_{\omega \Sigma} \omega_0 \rho_0^{\Sigma^-} - g_{\phi \Lambda} \phi_0 \rho_0^\Lambda - g_{\phi \Sigma} \phi_0 \rho_0^{\Sigma^-} . \tag{3.82}
\end{aligned}$$

Pada persamaan keadaan baryon oktet, dianggap tidak ada neutrino yang terperangkap, sedangkan disini kita bahas adanya neutrino yang terperangkap membuat kondisi kesetimbangan potensial kimianya berubah berdasarkan persamaan berikut.

$$\mu_{\Sigma^-} = \mu_n + \mu_e - \mu_{\nu_e} , \tag{3.83}$$

$$\mu_p = \mu_n + \mu_e + \mu_{\nu_e} , \tag{3.84}$$

$$\mu_e = \mu_\mu + \mu_{\nu_\mu} + \mu_{\nu_e} . \tag{3.85}$$

Sedangkan hubungan kerapatan baryon diperoleh

$$\rho_0^p = \rho_e + \rho_\mu + \rho_0^{\Sigma^-} , \tag{3.86}$$

$$\rho_B = \rho_0^p + \rho_0^n + \rho_0^\Lambda + \rho_0^{\Sigma^-} , \tag{3.87}$$

$$\rho_0^{\nu_{\mu^-}} = \frac{\left(k_F^{\nu_{\mu^-}}\right)^3}{6\pi^2} , \tag{3.88}$$

$$\text{atau } k_F^{ve/\bar{\nu}_\mu} = \left(6\pi^2 \rho_0^{ve/\bar{\nu}_\mu}\right)^{1/3},$$

$$\rho_0^{ve} = Y_{ve} \rho_0.$$

Berdasarkan referensi (Vidana, 2008) diperoleh hubungan fraksi

$$Y_{le} = Y_e + Y_{ve} \approx 0.4, \quad (3.89)$$

yang merupakan syarat bahwa neutrino dapat terperangkap dalam bintang proto neutron.

Potensial kimia masing-masing baryon adalah sama dengan persamaan (3.47), (3.48), (3.49) dan (3.51) yaitu

$$\begin{aligned} \mu_n &= \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^n} = \mathbf{g}_{\omega N} \omega_0 - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} b_0 + \sqrt{k_F^{n^2} + m_n^{*2}}, \\ \mu_p &= \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^p} = \mathbf{g}_{\omega N} \omega_0 + \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} b_0 + \sqrt{k_F^{p^2} + m_p^{*2}}, \\ \mu_\Lambda &= \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^\Lambda} = \mathbf{g}_{\omega \Lambda} \omega_0 + \mathbf{g}_{\phi \Lambda} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Lambda^2} + m_\Lambda^{*2}}, \\ \mu_{\Sigma^-} &= \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_0^{\Sigma^-}} = \mathbf{g}_{\omega \Sigma} \omega_0 - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Sigma} b_0 + \mathbf{g}_{\phi \Sigma} \phi_0 + \sqrt{k_F^{\Sigma^{-2}} + m_{\Sigma^-}^{*2}}. \end{aligned}$$

Dari hubungan kesetimbangan potensial kimia dan dari persamaan potensial kimia diperoleh persamaan kerapatan masing-masing baryon yaitu:

$$\begin{aligned} \rho_e &= \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\mathbf{g}_{\rho N} b_0 + \sqrt{\left(3\pi^2 \rho_0^n\right)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{\left(3\pi^2 \rho_0^p\right)^{2/3} + m_p^{*2}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(6\pi^2 \rho_0 Y_{ve}\right)^{1/3} \right]^2 - m_e^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.90) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_\mu &= \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \sqrt{\left(3\pi^2 \rho_0^e\right)^{2/3} + m_e^{*2}} - \left(6\pi^2 \rho_0 Y_{ve}\right)^{1/3} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \left(6\pi^2 \rho_0 Y_\mu\right)^{1/3} \right]^2 - m_\mu^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (3.91) \end{aligned}$$

$$\rho_\Lambda = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \left( \mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Lambda} \right) \omega_0 - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Lambda} \phi_0 \right. \right.$$



$$\left. + \sqrt{\left(3\pi^2 \rho_0^n\right)^{2/3} + m_n^{*2}} \right]^2 - m_\Lambda^{*2} \left. \right\}^{3/2}, \quad (3.92)$$

$$\rho_0^{\Sigma^-} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \left( \mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Sigma} \right) \omega_0 - \left( \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Sigma} \right) b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Sigma} \phi_0 + \sqrt{\left(3\pi^2 \rho_0^n\right)^{2/3} + m_n^{*2}} \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\left(3\pi^2 \rho_0^e\right)^{2/3} + m_e^{*2} - \left(6\pi^2 \rho_0^{ve}\right)^{1/3}} \right]^2 - m_\Sigma^{*2} \right\}^{3/2}. \quad (3.93)$$

Sedangkan nilai  $b_0$  dan  $\phi_0$  diperoleh dari persamaan meson yaitu:

$$b_0 = \frac{\frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} \left[ \rho_0^p - \rho_0^n \right] - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Sigma} \rho_0^{\Sigma^-}}{m_\rho^2 + 2f_2 \sigma + \mathbf{g}_3 \sigma^2 + \mathbf{g}_4 \omega_0^2}, \quad (3.94)$$

$$\phi_0 = \frac{\mathbf{g}_{\phi \Sigma} \rho_0^{\Sigma^-} + \mathbf{g}_{\phi \Lambda} \rho_0^\Lambda}{m_\phi^2}. \quad (3.95)$$

Untuk kerapatan proton diperoleh dari hubungan  $\rho_0^p = \rho_0^e + \rho_0^\mu + \rho_0^{\Sigma^-}$ . Sehingga fraksi dari tiap-tiap baryon dan lepton adalah

$$Y_e = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\frac{\mathbf{g}_{\rho N} b_0}{\rho_0^{1/3}} + \sqrt{\left(3\pi^2 Y_n\right)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \sqrt{\left(3\pi^2 Y_p\right)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} \right. \right. \\ \left. \left. + \left(6\pi^2 Y_{ve}\right)^{1/3} \right]^2 - \frac{m_e^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}, \quad (3.96)$$

$$Y_\mu = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \sqrt{\left(3\pi^2 Y_e\right)^{2/3} + \frac{m_e^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \left(6\pi^2 Y_{ve}\right)^{1/3} - \left(6\pi^2 Y_\mu\right)^{1/3} \right]^2 - \frac{m_\mu^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}, \quad (3.97)$$

$$Y_\Lambda = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \frac{\left( \mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Lambda} \right) \omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi \Lambda} \phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\left(3\pi^2 Y_n\right)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} \right]^2 - \frac{m_\Lambda^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}, \quad (3.98)$$

$$Y_{\Sigma^-} = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\left(\frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho\Sigma}\right)b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0}{\rho_0^{1/3}} + \sqrt{\left(3\pi^2 Y_n\right)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\left(3\pi^2 Y_e\right)^{2/3} + \frac{m_e^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \left(6\pi^2 Y_{ve}\right)^{1/3} \right]^2 - \frac{m_{\Sigma^-}^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}. \quad (3.99)$$

Untuk fraksi proton diperoleh dari hubungan netralitas  $\rho_0^p = \rho_0^e + \rho_0^\mu + \rho_0^{\Sigma^-}$ , sehingga fraksinya adalah

$$Y_p = Y_e + Y_\mu + Y_{\Sigma^-}, \\ Y_p = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\frac{\mathbf{g}_{\rho N} b_0}{\rho_0^{1/3}} + \sqrt{\left(3\pi^2 Y_n\right)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \sqrt{\left(3\pi^2 Y_p\right)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} \right. \right. \\ \left. \left. + \left(6\pi^2 Y_{ve}\right)^{1/3} \right]^2 - \frac{m_e^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2} \\ + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \sqrt{\left(3\pi^2 Y_e\right)^{2/3} + \frac{m_e^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \left(6\pi^2 Y_{ve}\right)^{1/3} - \left(6\pi^2 Y_\mu\right)^{1/3} \right]^2 - \frac{m_\mu^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2} \\ + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega\Sigma})\omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\left(\frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2}\mathbf{g}_{\rho\Sigma}\right)b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi\Sigma}\phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\left(3\pi^2 Y_n\right)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} + \sqrt{\left(3\pi^2 Y_e\right)^{2/3} + \frac{m_e^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \left(6\pi^2 Y_{ve}\right)^{1/3} \right]^2 - \frac{m_{\Sigma^-}^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}. \quad (3.100)$$

Hal ini mengakibatkan fraksi dari tiap konstituen dari bintang proto neutron berbeda dengan bintang neutron. Sehingga persamaan keadaannya juga akan berbeda karena perbedaan momentum Ferminya. Sama seperti sebelumnya, momentum Fermi dari tiap konstituen ditentukan secara simultan (*self consistent*). Penulis telah mencoba melakukan analisa secara numerik (*self consistent*) tetapi belum mendapatkan hasil yang konvergen.

**BAB 4**  
**ANALISA VARIASI KONSTANTA KOPLING TERHADAP**  
**PERSAMAAN KEADAAN BINTANG NEUTRON**

**4.1 Analisa Analitik Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron**

Sifat-sifat bintang neutron cukup sensitif terhadap nilai konstanta kopling  $g_{\sigma Y}$  dan  $g_{\omega Y}$  berdasarkan model quark SU(6) yang disebutkan pada bab 2 (S.K. Dhiman, R. Kumar, and B.K. Agrawal, 2007), dimana kedua konstanta tersebut secara signifikan cukup berpengaruh jika nilai dari  $g_{\sigma Y}$  divariasikan sedangkan nilai konstanta lainnya dibuat tetap. Dalam pembahasan ini, dilakukan variasi terhadap  $g_{\sigma^* \Lambda}$  dan  $g_{\omega \Lambda}$  dengan menggunakan parameter G2\*\*. Variasi ini dilakukan pada persamaan keadaan bintang neutron yang melibatkan hyperon  $\Lambda$  dan  $\Sigma^-$  saja dan dianggap tidak ada neutrino yang terperangkap untuk memudahkan perhitungan. Sehingga persamaan Lagrangiannya bisa kita ambil langsung dari persamaan (3.74) yaitu:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \bar{U}_k^B (\mathcal{K} - m_B) U_k^B + \sum_{L=e,\mu} \frac{2J_L + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^L} d^3k \bar{U}_k^L (\mathcal{K} - m_L) U_k^L \\ & - \left( \frac{1}{2} m_\sigma^2 + \frac{1}{3} b_2 \sigma + \frac{1}{4} b_3 \sigma^2 \right) \sigma^2 + \left( \frac{1}{2} m_\omega^2 + d_2 \sigma + \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 \right) \omega_0^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \\ & + \left( \frac{1}{2} m_\rho^2 + f_2 \sigma + \frac{1}{2} g_3 \sigma^2 \right) b_0^2 + \frac{1}{2} g_4 \omega_0^2 b_0^2 - \frac{1}{2} m_\delta^2 \delta^{(3)2} - \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 \\ & - g_{\sigma N} \sigma [\rho_s^p + \rho_s^n] - g_{\sigma \Lambda} \sigma \rho_s^\Lambda - g_{\sigma \Sigma} \sigma \rho_s^{\Sigma^-} - g_{\omega N} \omega_0 [\rho_0^p + \rho_0^n] \\ & - g_{\omega \Lambda} \omega_0 \rho_0^\Lambda - g_{\omega \Sigma} \omega_0 \rho_0^{\Sigma^-} - \frac{1}{2} g_{\rho N} b_0 [\rho_0^p - \rho_0^n] + \frac{1}{2} g_{\rho \Sigma} b_0 \rho_0^{\Sigma^-} \\ & - g_{\delta N} \delta_0^{(3)} [\rho_s^p - \rho_s^n] - g_{\rho \Sigma} \delta_0^{(3)} \rho_s^{\Sigma^-} - g_{\sigma^* \Lambda} \sigma^* \rho_s^\Lambda - g_{\sigma^* \Sigma} \sigma^* \rho_s^{\Sigma^-} \\ & - g_{\phi \Lambda} \phi_0 \rho_0^\Lambda - g_{\phi \Sigma} \phi_0 \rho_0^{\Sigma^-} . \end{aligned}$$

Begitu juga dengan persamaan energi densitas dan tekanan densitas diambil dari persamaan (3.81) dan (3.82)

$$\begin{aligned} \epsilon = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^B} d^3k \sqrt{k_F^2 + m_B^{*2}} + \sum_{L=e,\mu} \frac{2J_L + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F^L} d^3k \sqrt{k_F^2 + m_L^{*2}} \\ & + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} b_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} b_3 \sigma^4 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 - d_2 \sigma \omega_0^2 - \frac{1}{2} d_3 \sigma^2 \omega_0^2 - \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2}m_\rho^2 b_0^2 - f_2 \sigma b_0^2 - \frac{1}{2}g_3 \sigma^2 b_0^2 - \frac{1}{2}g_4 \omega_0^2 b_0^2 + \frac{1}{2}m_\delta^2 \delta_0^2 + \frac{1}{2}m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} - \frac{1}{2}m_\phi^2 \phi_0^2 \\
& + g_{\omega N} \omega_0 [\rho_0^p + \rho_0^n] + g_{\omega \Lambda} \omega_0 \rho_0^\Lambda + g_{\omega \Sigma} \omega_0 \rho_0^{\Sigma^-} \\
& + \frac{1}{2}g_{\rho N} b_0 [\rho_0^p - \rho_0^n] - \frac{1}{2}g_{\rho \Sigma} b_0 \rho_0^{\Sigma^-} + g_{\phi \Lambda} \phi_0 \rho_0^\Lambda + g_{\phi \Sigma} \phi_0 \rho_0^{\Sigma^-}, \tag{3.81}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p &= \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{k_F^B} dk \frac{k^4}{\sqrt{k_F^2 + m_B^{*2}}} + \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{k_F^L} dk \frac{k^4}{\sqrt{k_F^2 + m_L^{*2}}} \\
& - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3}b_2 \sigma^3 - \frac{1}{4}b_3 \sigma^4 + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 + d_2 \sigma \omega_0^2 + \frac{1}{2}d_3 \sigma^2 \omega_0^2 + \frac{1}{4}c_3 \omega_0^4 \\
& - \frac{1}{2}m_\rho^2 b_0^2 - f_2 \sigma b_0^2 - \frac{1}{2}g_3 \sigma^2 b_0^2 - \frac{1}{2}g_4 \omega_0^2 b_0^2 - \frac{1}{2}m_\delta^2 \delta_0^2 - \frac{1}{2}m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2}m_\phi^2 \phi_0^2 \\
& - g_{\omega N} \omega_0 [\rho_0^p + \rho_0^n] - g_{\omega \Lambda} \omega_0 \rho_0^\Lambda + g_{\omega \Sigma} \omega_0 \rho_0^{\Sigma^-} - g_{\phi \Lambda} \phi_0 \rho_0^\Lambda - g_{\phi \Sigma} \phi_0 \rho_0^{\Sigma^-}. \tag{3.82}
\end{aligned}$$

Hubungan kesetimbangan potensial kimia sama dengan persamaan (3.45) karena tidak ada neutrino yang terperangkap. Kerapatan baryon dapat langsung diperoleh

$$\begin{aligned}
\rho_L &= \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -g_{\rho N} b_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} \right. \right. \\
& \left. \left. - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_e^{*2} \right\}^{3/2}, \tag{4.1}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_0^\Lambda &= \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (g_{\omega N} - g_{\omega \Lambda}) \omega_0 - \frac{1}{2}g_{\rho N} b_0 - g_{\phi \Lambda} \phi_0 \right. \right. \\
& \left. \left. + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} \right]^2 - m_\Lambda^{*2} \right\}^{3/2}, \tag{4.2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_0^{\Sigma^-} &= \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ (g_{\omega N} - g_{\omega \Sigma}) \omega_0 - \left( \frac{3}{2}g_{\rho N} - \frac{1}{2}g_{\rho \Sigma} \right) b_0 - g_{\phi \Sigma} \phi_0 + 2\sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} \right. \right. \\
& \left. \left. - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_\Sigma^{*2} \right\}^{3/2}. \tag{4.3}
\end{aligned}$$

Dari kesetimbangan muatan diperoleh  $\rho_0^p = \rho_e + \rho_\mu + \rho_0^{\Sigma^-}$  sehingga

$$\begin{aligned}
\rho_0^p = & \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\mathbf{g}_{\rho N} b_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_e^{*2} \right\}^{3/2} \\
& + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\mathbf{g}_{\rho N} b_0 + \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_\mu^{*2} \right\}^{3/2} \\
& + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left( \mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Sigma} \right) \omega_0 - \left( \frac{3}{2} \mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Sigma} \right) b_0 - \mathbf{g}_{\phi \Sigma} \phi_0 \right. \\
& \left. + 2 \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^n)^{2/3} + m_n^{*2}} - \sqrt{(3\pi^2 \rho_0^p)^{2/3} + m_p^{*2}} \right]^2 - m_\Sigma^{*2} \right\}^{3/2}, \quad (4.4)
\end{aligned}$$

Fraksi tiap baryon diperoleh

$$\begin{aligned}
Y_\Lambda = & \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Lambda}) \omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho N} b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi \Lambda} \phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \\
& \left. + \sqrt{(3\pi^2 Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \frac{m_\Lambda^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}, \quad (4.5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_{\Sigma^-} = & \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \frac{(\mathbf{g}_{\omega N} - \mathbf{g}_{\omega \Sigma}) \omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\left( \frac{3}{2} \mathbf{g}_{\rho N} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\rho \Sigma} \right) b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\mathbf{g}_{\phi \Sigma} \phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \\
& \left. + 2 \sqrt{(3\pi^2 Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \sqrt{(3\pi^2 Y_p)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \frac{m_\Sigma^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}, \quad (4.6)
\end{aligned}$$

$$Y_p = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\frac{\mathbf{g}_{\rho N} b_0}{\rho_0^{1/3}} + \sqrt{(3\pi^2 Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \sqrt{(3\pi^2 Y_p)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} \right]^2 - \frac{m_e^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \left[ -\frac{g_{\rho N} b_0}{\rho_0^{1/3}} + \sqrt{(3\pi^2 Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \sqrt{(3\pi^2 Y_p)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} \right]^2 - \frac{m_\mu^{*2}}{\rho_0^{2/3}} \right\}^{3/2} \\
& + \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \frac{(g_{\omega N} - g_{\omega\Sigma}) \omega_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{\left( \frac{3}{2} g_{\rho N} - \frac{1}{2} g_{\rho\Sigma} \right) b_0}{\rho_0^{1/3}} - \frac{g_{\phi\Sigma} \phi_0}{\rho_0^{1/3}} \right. \\
& \left. + 2 \sqrt{(3\pi^2 Y_n)^{2/3} + \frac{m_n^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} - \sqrt{(3\pi^2 Y_p)^{2/3} + \frac{m_p^{*2}}{\rho_0^{2/3}}} \right\}^{3/2}. \quad (4.7)
\end{aligned}$$

Untuk mengurangi variabel yang dihitung, fraksi tertentu dapat diganti dengan melihat hubungan dengan fraksi lain, misal  $Y_n = 1 - Y_p - Y_\Sigma - Y_\Lambda$ , sehingga kita hanya memiliki 3 fraksi yang dihitung secara *self consistent*. Variasi konstanta kopling dilakukan pada  $g_{\sigma^*\Lambda}$  dan  $g_{\omega\Lambda}$  saja yang dibahas pada subbab selanjutnya.

## 4.2 Analisa Numerik Terhadap Persamaan Keadaan Bintang Neutron

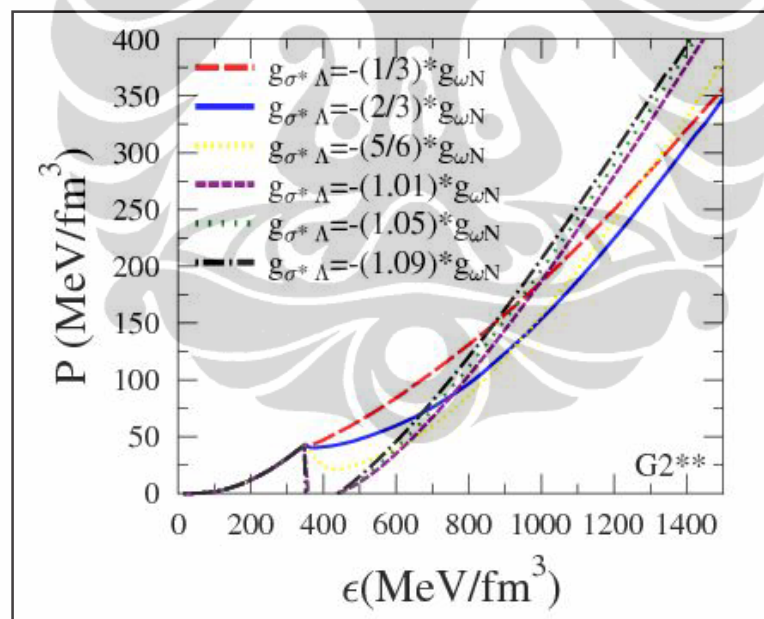
Variasi konstanta kopling dilakukan untuk melihat pengaruhnya terhadap persamaan keadaan bintang neutron. Untuk keperluan penulisan ini telah dipilih parameter set G2\*\* yang dikembangkan untuk delapan kasus yang berbeda. Variasi nilai konstanta kopling dilakukan pada konstanta kopling hyperon  $g_{\sigma^*\Lambda}$  dan  $g_{\omega\Lambda}$  yang digunakan dalam penulisan ini dapat dilihat pada tabel 4.1.

Tabel 4.1 Variasi konstanta kopling yang dikembangkan dari parameter set G2\*\*.

No	$g_{\omega\Lambda}$	$g_{\sigma\Lambda}$	$g_{\sigma\Sigma}$	$g_{\sigma^*\Lambda}$
1.	$(2/3)^* g_{\omega N}$	6,5640	4,3879	$-(2/3)^* g_{\omega N}$
2.	$(2/3)^* g_{\omega N}$	6,5640	4,3879	$-(1/3)^* g_{\omega N}$
3.	$(2/3)^* g_{\omega N}$	6,5640	4,3879	$-(5/6)^* g_{\omega N}$
4.	$(2/3)^* g_{\omega N}$	6,5640	4,3879	$-(1,01)^* g_{\omega N}$
5.	$(2/3)^* g_{\omega N}$	6,5640	4,3879	$-(1,05)^* g_{\omega N}$
6.	$(2/3)^* g_{\omega N}$	6,5640	4,3879	$-(1,09)^* g_{\omega N}$
7.	$0,4^* g_{\omega N}$	4,374	2,196	$-(1,4142/3)^* g_{\omega N}$
8.	$0,8^* g_{\omega N}$	7,659	5,481	$-(1,4142/3)^* g_{\omega N}$

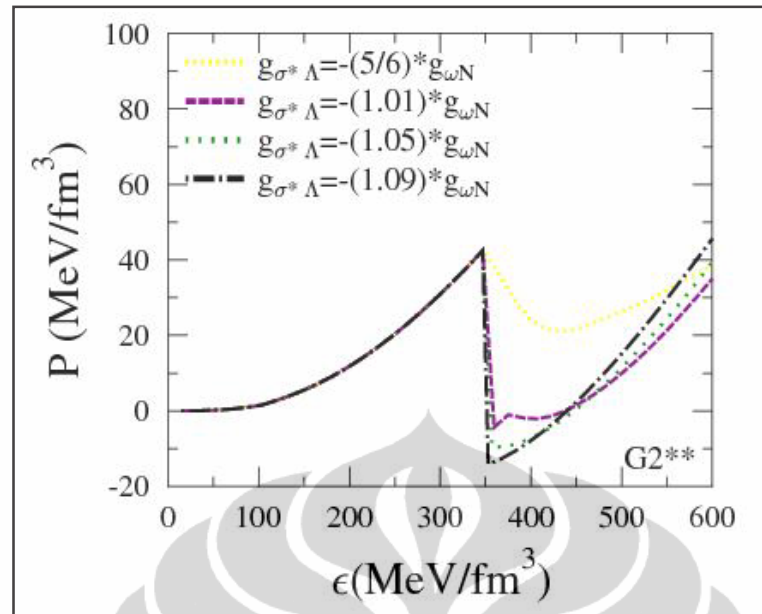
Persamaan keadaan yang digunakan dalam analisa ini adalah yang mengandung  $n$ ,  $p$ , hyperon  $\Lambda$ , hyperon  $\Sigma$ , muon dan elektron yang saling berinteraksi dan dalam kesetimbangan  $\beta$ . Kemudian membandingkan hubungan tekanan densitas dan energi densitas. Tekanan dan energi densitas diperoleh dari persamaan (3.81) dan (3.82) yang dilakukan melalui penyelesaian numerik secara simultan (*self consistent*) terhadap semua persamaan medan meson dan persamaan kesetimbangan. Selanjutnya untuk melihat hubungan antara populasi tiap partikel terhadap  $\rho_B/\rho_0$  diperoleh dari persamaan (4.5) sampai dengan persamaan (4.7) yang juga dilakukan melalui penyelesaian numerik secara simultan (*self consistent*) sedangkan untuk memperoleh hubungan massa dan radius menggunakan persamaan (2.2) dan persamaan (2.3) untuk inti neutron sedangkan untuk kulit neutron (crust) menggunakan data dari referensi Kasmudin (2009).

Dalam gambar 4.1 ditunjukkan hubungan antara tekanan dan energi densitas dengan menggunakan parameter set G\*\* yang telah dikembangkan untuk semua nilai konstanta kopling hyperon  $g_{\sigma^*\Lambda}$  yang terdapat pada tabel 4.1, sedangkan nilai konstanta kopling lainnya dibuat tetap.



Gambar 4.1 Hubungan antara tekanan ( $p$ ) dan energi densitas ( $\epsilon$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^*\Lambda}$ .

Terlihat dari grafik bahwa harga tekanan semua variasi sama sampai pada tekanan 42,48 MeV/fm<sup>3</sup> dan energi densitas 346,81 MeV/fm<sup>3</sup>, setelah pada titik tersebut semua nilai tekanan menjadi tidak stabil sehingga terjadi percabangan pada titik tersebut. Semakin

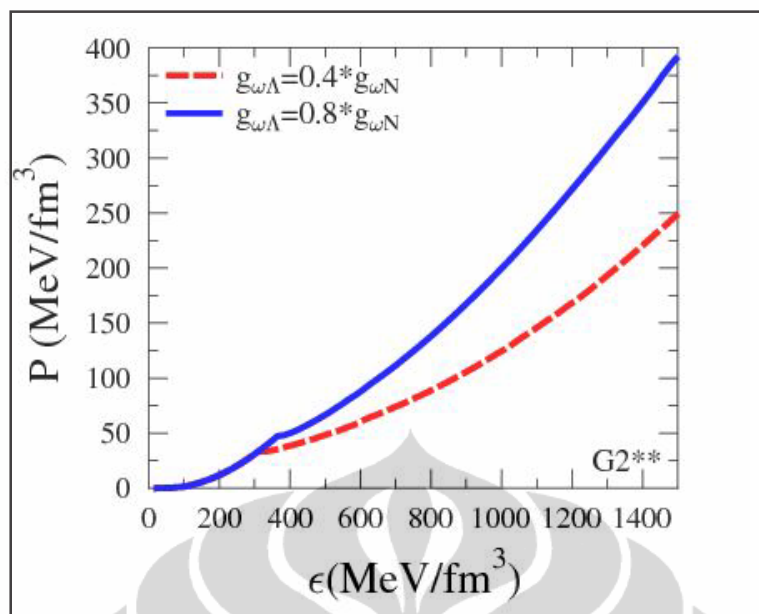


Gambar 4.2 Hubungan antara tekanan ( $p$ ) dan energi densitas ( $\epsilon$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^*\Lambda}$ .

nilai  $g_{\sigma^*\Lambda}$  mendekati  $-(1,1)*g_{\omega N}$  nilai tekanan semakin tidak stabil dan pada  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,1)*g_{\omega N}$  nilai tekanan menjadi tidak konvergen (tidak terdapat dalam grafik). Bahkan ketika  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,01)*g_{\omega N}$ ,  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,05)*g_{\omega N}$ , dan  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,09)*g_{\omega N}$ , setelah melalui tekanan  $42,48 \text{ MeV/fm}^3$  dan energi densitas  $346,81 \text{ MeV/fm}^3$  nilai tekanan turun drastis sampai minus, hal ini dapat dilihat dari gambar 4.2. Ini menunjukkan bahwa kita tidak bisa menggunakan sembarang nilai  $g_{\sigma^*\Lambda}$  karena dapat kita lihat bahwa ternyata nilai ini memiliki batas tertentu. Sedangkan untuk  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1/3)*g_{\omega N}$  dan  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3)*g_{\omega N}$  kenaikan nilai tekanannya cukup stabil sehingga dapat digunakan untuk analisa hubungan massa dan radiusnya.

Sedangkan untuk pengaruh perubahan pada nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda} = 0.4 g_{\omega N}$  dan  $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$  pada hubungan tekanan dan energi densitas dapat dilihat pada gambar 4.3. Pada gambar 4.3 terlihat perubahan yang tajam dimulai pada percabangan di titik tekanan  $33.72 \text{ MeV/fm}^3$  dan energi  $311,84 \text{ MeV/fm}^3$ , setelah itu untuk  $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$  tekanan dan energi densitasnya naik dengan tajam. Percabangan lebih dahulu terjadi daripada variasi konstanta kopling hyperon  $g_{\sigma^*\Lambda}$ . Kedua nilai ini dapat digunakan dalam analisa hubungan massa dan radiasi.

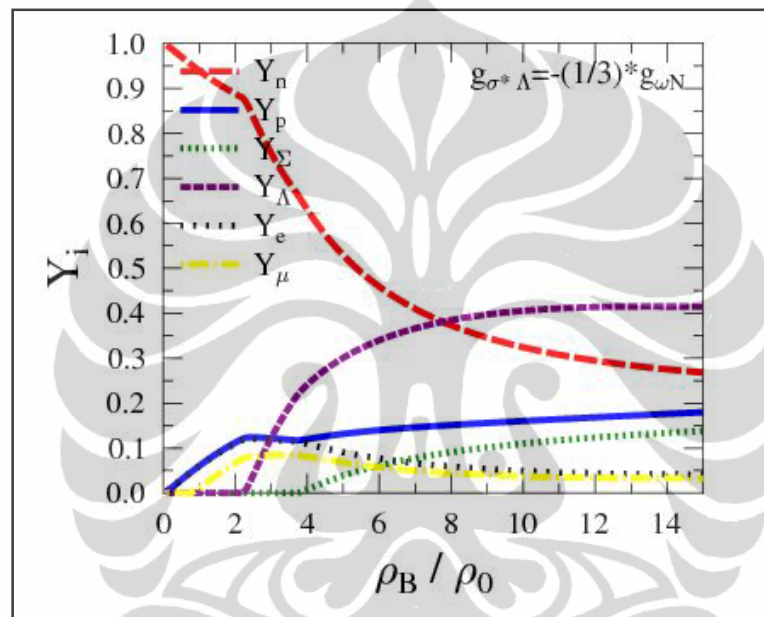




Gambar 4.3 Hubungan antara tekanan ( $p$ ) dan energi densitas ( $\epsilon$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\omega\Lambda}$ .

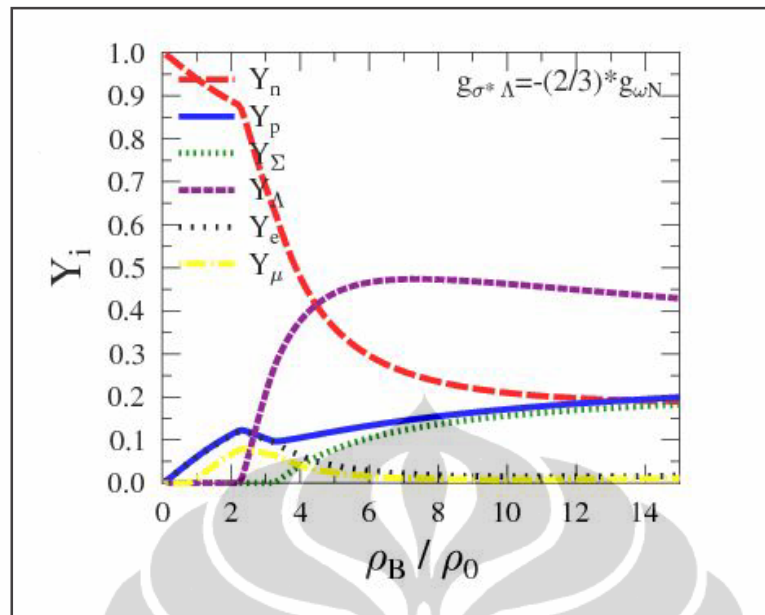
Untuk memastikan konstanta mana yang paling mendekati atau yang dapat dijadikan referensi, kita dapat menganalisa dan menggabungkan hasil analisa hubungan tekanan dan densitas, hubungan populasi partikel dan kerapatan serta hubungan massa dan radius. Pada gambar 4.4 sampai dengan gambar 4.11 memperlihatkan hubungan populasi partikel terhadap kerapatan untuk semua perubahan nilai konstanta kopling hyperon pada tabel 4.1. Pada gambar 4.4 dan 4.5 terlihat perubahan populasi hyperon  $\Lambda$  dan neutron. Hyperon yang pertama muncul adalah hyperon  $\Lambda$ , untuk populasi partikel muon dan elektron tidak begitu berbeda, perubahan juga terjadi pada kemunculan hyperon  $\Sigma^-$ . Gambar 4.5 memperlihatkan bahwa hyperon  $\Sigma^-$  lebih dahulu muncul yang menyebabkan perubahan pada populasi partikel neutron, proton dan hyperon  $\Lambda$  sehingga grafiknya berbeda dengan pada gambar 4.4. Dari gambar 4.4 sampai dengan 4.9 terlihat bahwa semakin kecil nilai  $g_{\sigma^*\Lambda}$  semakin cepat kemunculan hyperon  $\Sigma^-$  dan populasi hyperon  $\Sigma^-$  semakin mendekati atau sama dengan populasi proton, sedangkan populasi elektron dan muon semakin mendekati nol. Bahkan saat  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,05) * g_{\omega N}$  dan  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,09) * g_{\omega N}$  ketika hyperon  $\Sigma^-$  muncul, populasi muon menjadi nol. Jika dikaitkan dengan ketidakstabilan tekanan, ketika hyperon  $\Sigma^-$  muncul, tekanan menjadi tidak stabil. Hal ini berlaku saat  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,01) * g_{\omega N}$ ,  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,05) * g_{\omega N}$  dan  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,09) * g_{\omega N}$  yaitu ketika tekanan mencapai 42,48 MeV/fm<sup>3</sup> dan energi densitas mencapai 346,81 MeV/fm<sup>3</sup>.

Sedangkan untuk perubahan nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda}$  memberikan pengaruh terhadap kemunculan hyperon  $\Lambda$ , hal ini dapat dilihat pada gambar 4.10 dan 4.11. Gambar 4.10 diperoleh dari populasi partikel dengan nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda} = 0.4g_{\omega N}$  dan gambar 4.11 diperoleh dari populasi partikel dengan nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda} = 0.8g_{\omega N}$ . Kemunculan hyperon  $\Lambda$  terjadi lebih dahulu pada saat nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda} = 0.4g_{\omega N}$ , begitu juga dengan perubahan populasi fraksi lainnya juga lebih dahulu terjadi pada nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda} = 0.4g_{\omega N}$ . Dari hasil perhitungan juga diperoleh bahwa berapapun variasi nilai konstanta kopling hyperonnya, kemunculan muon tetap sama yaitu saat  $\rho_B/\rho_0 = 0,8$ .

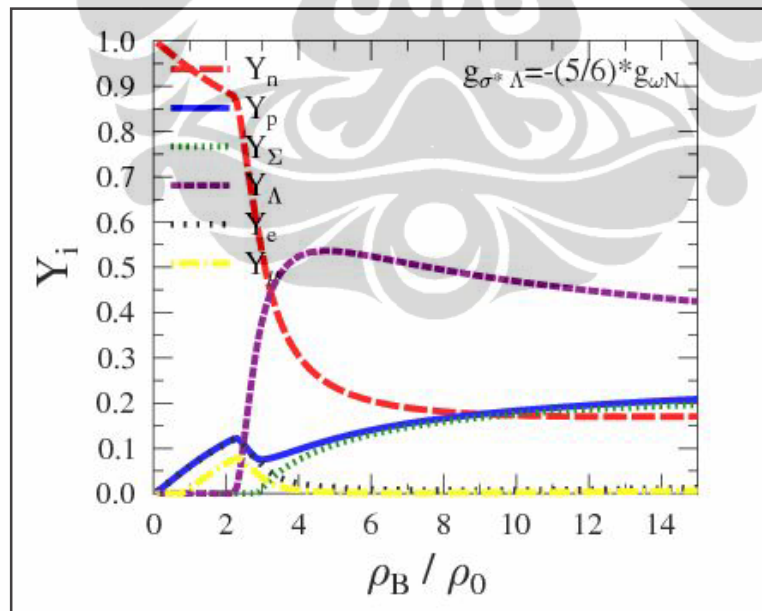


Gambar 4.4 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1/3) g_{\omega N}$  kerapatan pada saturasi.

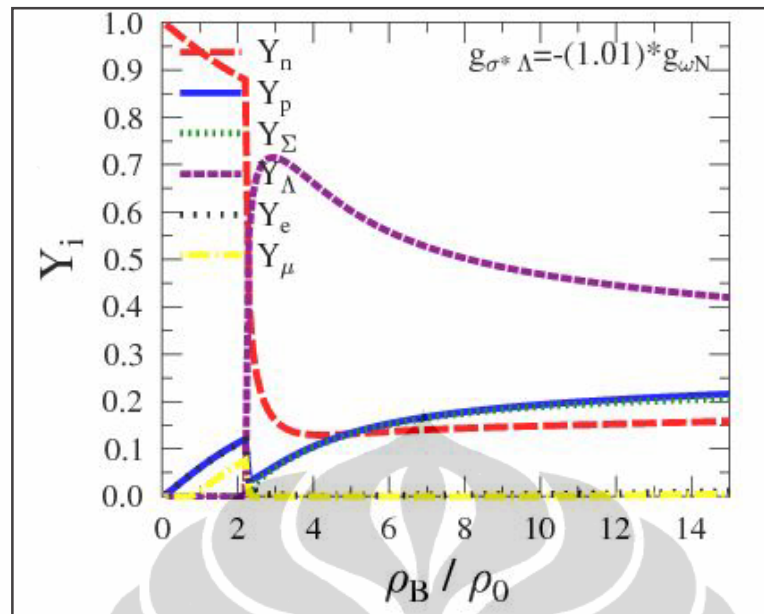
Gambar 4.12 memperlihatkan hubungan antara massa dan jari-jari bintang neutron untuk empat variasi nilai konstanta kopling yang dibandingkan dengan tiga data massa dari hasil perhitungan pengamatan yaitu 4U 1608-52, EXO 1745-248 dan 4U 1820-30. Dari gambar terlihat bahwa saat  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3) g_{\omega N}$  nilainya mendekati hasil dari pengamatan pulsar J1903+0327. Sedangkan jarak antara  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3) g_{\omega N}$  dengan  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1/3) g_{\omega N}$  cukup jauh, dan hal ini sesuai dengan perhitungan fraksi dan tekanan, sedangkan untuk  $g_{\omega\Lambda} = 0.4 g_{\omega N}$  dan  $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$  perbedaannya lebih jauh lagi sesuai dengan hasil perhitungan fraksi dan tekanan. Nilai konstanta yang paling mendekati dengan hasil pengamatan adalah saat  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3) g_{\omega N}$  dan  $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$ . Tampak variasi  $g_{\sigma^*Y}$  dan  $g_{\omega Y}$  tidak dapat menjelaskan data pengamatan bintang neutron 4U 1608-52, EXO 1745-248, dan 4U 1820-30 serta PSR J1903+0327.



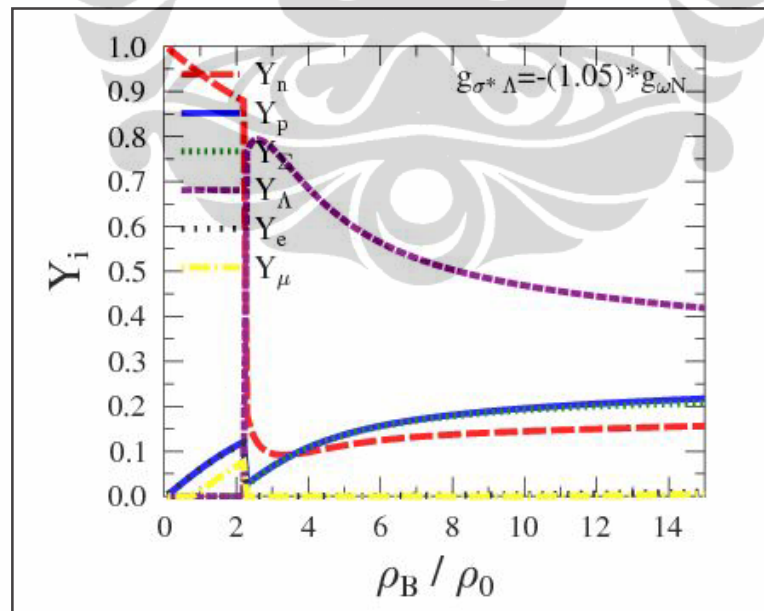
Gambar 4.5 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^* \Lambda} = -(2/3) g_{\omega N} \cdot \rho_0$  kerapatan pada saturasi.



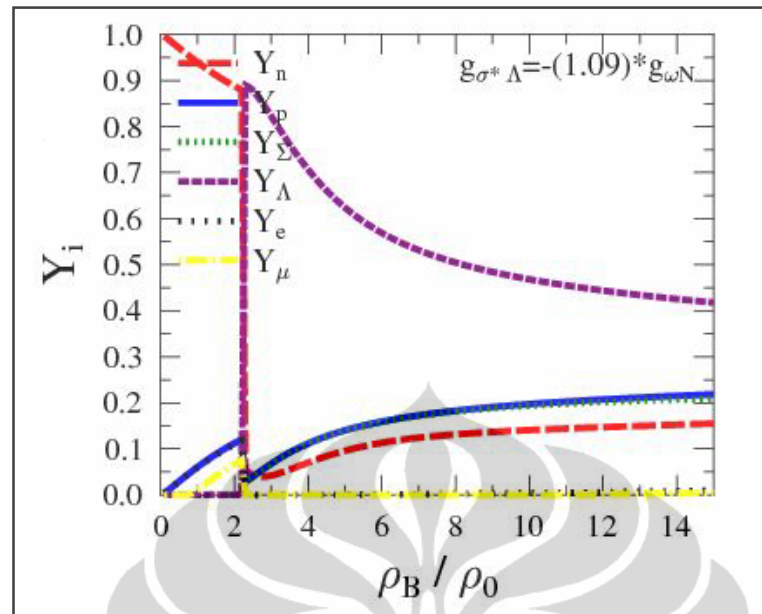
Gambar 4.6 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^* \Lambda} = -(5/6) g_{\omega N} \cdot \rho_0$  kerapatan pada saturasi.



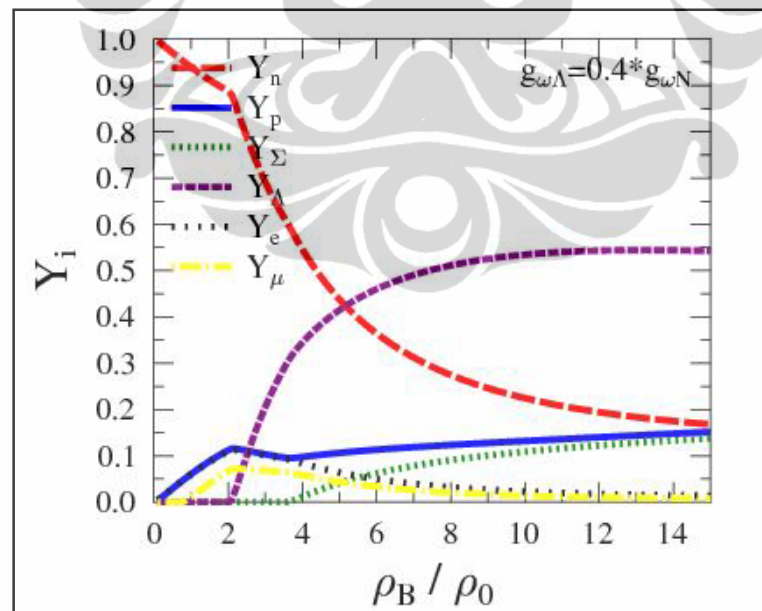
Gambar 4.7 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set  $G2^{**}$  dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^* \Lambda} = -(1.01) g_{\omega N} \cdot \rho_0$  kerapatan pada saturasi.



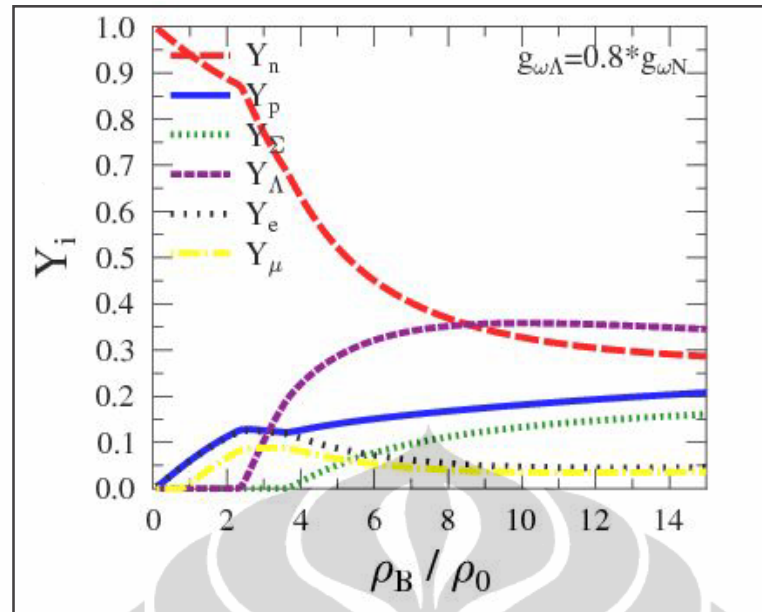
Gambar 4.8 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set  $G2^{**}$  dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^* \Lambda} = -(1.05) g_{\omega N} \cdot \rho_0$  kerapatan pada saturasi.



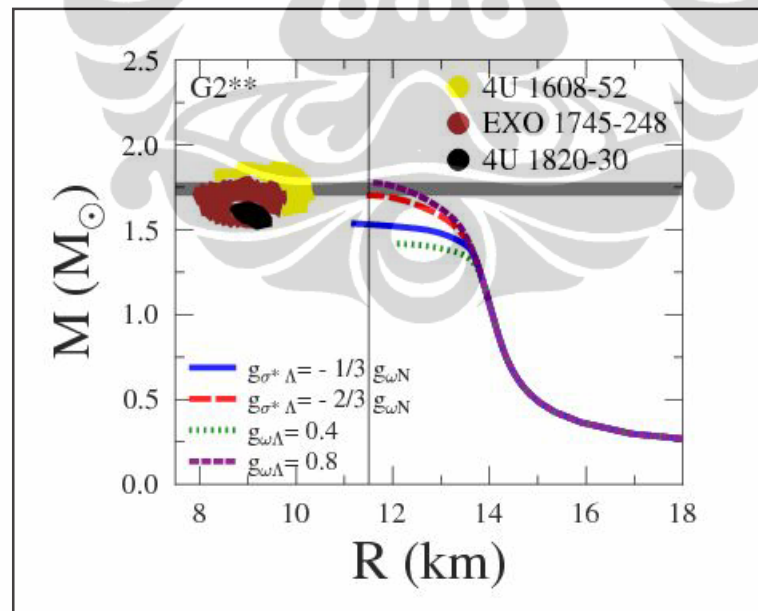
Gambar 4.9 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1.09) g_{\omega N} \cdot \rho_0$  kerapatan pada saturasi.



Gambar 4.10 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\omega\Lambda} = 0.4 g_{\omega N} \cdot \rho_0$  kerapatan pada saturasi.



Gambar 4.11 Hubungan antara populasi partikel ( $Y_i$ ) dan kerapatan ( $\rho_B$ ) dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dengan perubahan pada nilai  $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$ . kerapatan pada saturasi.



Gambar 4.12 Hubungan antara massa dan jari-jari bintang neutron dari persamaan keadaan dengan parameter set G2\*\* dibandingkan dengan hasil pengamatan. Garis horizontal menunjukkan massa dari pulsar J1903+0327.



## BAB 5 KESIMPULAN

Telah diturunkan persamaan keadaan materi bintang neutron dengan menggunakan pendekatan medan rata-rata relativistik untuk parameter  $G2^{**}$ . Kesimpulan yang dapat diambil dari penulisan ini adalah

- Pada perhitungan penurunan persamaan keadaan untuk berbagai kondisi, maka diperoleh kondisi adanya neutrino yang terperangkap persamaan fraksinya jauh berbeda dengan kondisi tidak terperangkap. Hal ini terjadi pada kasus neutrino yang terperangkap, karena adanya faktor koreksi:  $(6\pi^2 Y_{\nu_e})^{1/3}$  dan  $(6\pi^2 Y_{\mu})^{1/3}$  populasi proton di bintang proto-neutron secara kualitatif berbeda.
- Untuk semua variasi konstanta kopling, hyperon pertama yang muncul selalu hyperon  $\Lambda$  pada populasi tiap partikel walaupun telah dilakukan variasi nilai konstanta koplingnya.
- Perubahan nilai konstanta  $g_{\sigma^*\Lambda}$  memberikan pengaruh terhadap kemunculan dari hyperon  $\Sigma^-$ . Semakin kecil nilai  $g_{\sigma^*\Lambda}$  menyebabkan hyperon  $\Sigma^-$  lebih dahulu muncul.
- Ketika hyperon  $\Sigma^-$  muncul mengakibatkan ketidakstabilan tekanan, terutama saat  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,01)*g_{\omega N}$ ,  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,05)*g_{\omega N}$  dan  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(1,09)*g_{\omega N}$  tekanan turun sampai bernilai minus.
- Perubahan nilai konstanta kopling  $g_{\omega\Lambda}$  memberikan pengaruh terhadap kemunculan hyperon  $\Lambda$ . Semakin kecil nilai  $g_{\omega\Lambda}$  menyebabkan hyperon  $\Lambda$  lebih dahulu muncul.
- Nilai konstanta yang paling mendekati dengan hasil pengamatan bintang neutron pulsar J1903+0327 adalah saat  $g_{\sigma^*\Lambda} = -(2/3) g_{\omega N}$  dan  $g_{\omega\Lambda} = 0.8 g_{\omega N}$ .
- Variasi kopling konstanta masih belum bisa menjelaskan radius yang kecil dari bintang neutron 4U 1608-52, EXO 1745-248, dan 4U 1820-30 serta massa dari PSR J1903+0327.

## DAFTAR ACUAN

- Bednarek, I., and Manka, R.(2006). *The hyperon neutron star mean field model*. nucl-th/0609047V1.
- Bednarek, I., and Manka, R.(2005). *The influence of strength of hyperon-hyperon interactions on neutron star properties*. nucl-th/0506059V1.
- Bunta, J.K.(2003) *Asymmetric nuclear matter in the relativistic mean-field approach with hyperons and vector cross interaction*. Bratislava: Slovak Academy of Sciences.
- Champion, D.J., *et al.*(2008). *An eccentric binary millisecond pulsar in the galactic plane*. Science 320,1309.
- Chiapparini, M., Rodrigues, H., and Duarte, S.B.(1996). *Neutrino trapping in non strange stellar matter*. Phys.Rev.C54.936.
- Diener, J.P.(2008). *Relativistic mean-field theory applied to the study of neutron star properties*. Thesis :Stellenbosch University.
- Dhiman, S.K., Kumar, R., and Agrawal, B.K.(2007). *Non rotating and rotating neutron stars in the extended field theoretical model*. Phys.Rev.C76.045801.
- Fattoyev, F.J., and Piekarewicz, J.(2010). *Relativistic models of the neutron-star matter equation of state*. Nucl-th:1003.1298v1.
- Greiner, W., and Reinhardt, J.(1993). *Field quantization*. Germany: Springer.
- Glendenning, N.K.(2000). *Compact star: Nuclear physics, particle physics and general relativity*. New York: Springer.
- Handopo, P.(2006). *Materi hyperon dalam pendekatan medan relativistik rata-rata*. Depok: Universitas Indonesia.
- Kasmudin.(2009). *Sifat-sifat bintang neutron berotasi lambat*. Depok: Universitas Indonesia.



Ozel, F., Baym, G., and Guver, T. (2010). *Astrophysical measurement of the equation of state of neutron star matter*. Astro-ph:1002.3153v1.

Sulaksono, A., and Kasmudin. (2009). *Fine tuning in a effective field based relativistic mean field model, and properties of neutron-rich matter*. Phys.Rev.C80, 054317.

Vidana, I., et al. (2003). *Microscopic study of neutrino trapping in hyperon stars*. Astro.Ph: 0209068v2.

