

## SINOPSIS

Plasma merupakan penamaan untuk gas terionisasi pertama kali dikemukakan oleh Langmuir pada tahun 1928. Penamaan plasma terhadap gas terionisasi ini terilhami oleh plasma darah karena beberapa sifat gas terionisasi hampir menyerupai plasma darah. Sifat-sifat gas terionisasi sangat berbeda dengan gas sehingga Plasma sering juga disebut materi fase ke empat, setelah gas.

Perkembangan penelitian tentang Plasma dari aspek fisika, kimia dan bantuan analitik matematika telah sangat pesat baik secara teoritis dan eksperimen. Ketertarikan terhadap plasma semakin bertambah setelah adanya perpaduan antara fisika nuklir dan astronomi. Dengan bantuan fisika nuklir, bersinarnya bintang-bintang di jagat raya dapat dijelaskan dengan adanya reaksi penggabungan inti (reaksi fusi termonuklir) yang terjadi terus menerus di bintang-bintang tersebut.

Reaksi fusi termonuklir inilah telah dicoba untuk ditiru untuk menghasilkan energi. Di samping kajian-kajian Plasma fusi nuklir, dan plasma dalam alam semesta, kajian-kajian tentang plasma dingin sudah cukup berkembang dan mencakup wilayah aplikasi yang sangat luas. Pemanfaatan sains dan teknologi plasma mulai dari ruang-ruang sterilisasi medis, plasma telah difungsikan pula sebagai: pemotong, pelobang, penggunaan untuk las, sampai aplikasi untuk hiburan dimana plasma menjadi materi isian pada layar televisi dan lain sebagainya. Buku ini mencoba menerangkan dasar-dasar fisika plasma, pengertian-pengertian dasar tentang lucutan gas yang merupakan peristiwa awal terbentuknya plasma. Bola Debye yang merupakan daerah ionisasi, osilasi plasma dan frekuensinya serta parameter-parameter penting lainnya. Buku ini dilengkapi dengan bahasan tentang tumbukan yang menyebabkan ionisasi dan tumbukan antara partikel-partikel bermuatan yang ada dalam plasma.

Buku ini juga membahas hukum-hukum termodinamika dalam Plasma yang berbeda dengan hukum-hukum termodinamika dalam gas. Dalam kesetimbangan termodinamika, gas dalam kondisi plasma mengenal kesetimbangan antara ion positif di satu sisi dengan ion negatif dan elektron disisi lain. Kesetimbangan ini dikenal dengan nama Kesetimbangan Saha.

Para fisikawan pada awalnya banyak yang tertarik dengan plasma untuk energi. Produksi energi di bintang-bintang dan matahari menjadi acuan untuk mengembangkan energi dari plasma. Reaksi penggabungan ini atau sering dikenal dengan fusi termonuklir merupakan harapan masa depan sumber energi, dari air laut dengan mengambil deuterium dan tritium dan menggabungkannya dalam reaksi fusi di reaktor termonuklir. Buku ini juga membahas secara ringkas plasma dan fusi termo nuklir.

## Riwayat Penulis

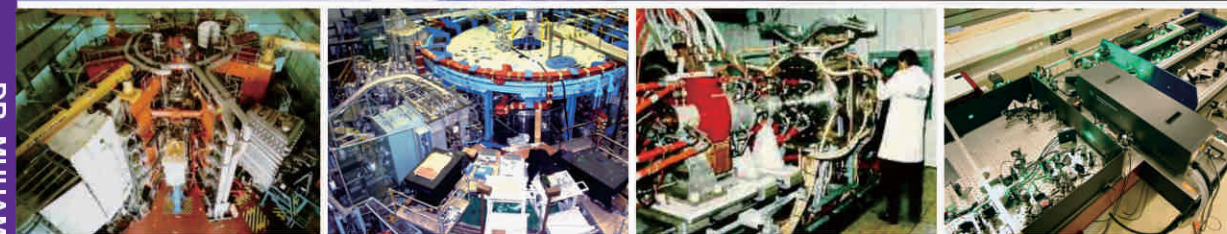


Dr. Muhammad Nur, DEA dilahirkan di kabupaten Batubara, Sumatera Utara pada 26 November 1957. Dia menamatkan sarjana muda (BSc) dan sarjana (Drs) bidang Fisika dari Universitas Gajahmada Yogyakarta. Pada tahun 1990, ia memutuskan untuk bergabung dengan jurusan Fisika, FMIPA Universitas Diponegoro sebagai dosen dan peneliti. Dari tahun 1993 sampai tahun 1998 ia belajar untuk program DEA (Master Versi Prancis) dan program PhD, di kota Grenoble, yang merupakan sebuah kota di kaki pegunungan Alpen, dan kota pusat penelitian di Eropa. Ia menyelesaikan S2 (DEA, lulus tahun 1994) dari Institute Nasional Science Technique Nucleare dan Ecole National Physique de Grenoble dalam bidang fisika Energi. Program doktor diselesaikannya di kota yang sama dalam bidang Fisika Materi dan Radiasi dengan disertai fokus pada spektroskopi Plasma untuk pengukuran densitas dan temperatur (PhD, lulus tahun 1997) dari universitas Joseph Fourier, Grenoble, Prancis. Sejak tahun 1999, bersama sejawat dosen dan mahasiswa ia melakukan penelitian dalam bidang aplikasi plasma. Hak paten, dan sebagian telah dikomersialisasikan melalui kerja sama dengan mitra industri. Sampai saat ini ia masih menjadi anggota organisasi keilmuan internasional, the IEEE on Plasma and Nuclear Sciences Society sejak 1996 (Student), sejak 1998 (Member). Dalam organisasi yang sama ia juga aktif di Communication Society sejak tahun 2007. Sejak 2010 ia aktif sebagai reviewer di World Academy of Sciences, Engineering and technology (WASET). Pria yang sangat senang berdiskusi dengan mahasiswa ini, juga aktif di Himpunan Fisika Indonesia sejak 1998, dan menjadi ketua Himpunan Masyarakat Nuklir Indonesia cabang Jawa Tengah sejak Tahun 2007.

FISIKA PLASMA DAN APLIKASINYA

# FISIKA PLASMA dan aplikasinya

DR. MUHAMMAD NUR, DEA



DR. MUHAMMAD NUR, DEA



BADAN PENERBIT  
Universitas Diponegoro Semarang  
ISBN : 978-979-097-093-9

# **FISIKA PLASMA**

## **DAN APLIKASINYA**

# **FISIKA PLASMA DAN APLIKASINYA**

Oleh :  
**DR. MUHAMMAD NUR, DEA**



**BADAN PENERBIT**  
Universitas Diponegoro Semarang  
ISBN : 978-979-097-093-9

# Pengantar Penerbit

**Muhammad Nur**

Fisika Plasma dan Aplikasinya / oleh Muhammad Nur,  
Semarang : Universitas Diponegoro, 2011

xi + 113 halaman ; 16 x 24,5 cm.

Bibliografi : hlm. 113

Font : Calibri, 10.5

**ISBN : 978-979-097-093-9**

**Judul** : Fisika Plasma dan Aplikasinya  
**Penulis** : DR. MUHAMMAD NUR, DEA  
**Tata Letak** : Presisi Cipta Media  
**Desain Sampul** : Presisi Cipta Media  
**Penerbit** : BADAN PENERBIT  
Universitas Diponegoro Semarang  
**Cetakan I** : 2011

Banyak sudah penerapan teknologi plasma yang telah memasuki hidup dan kehidupan kita. Teknologi Plasma adalah penerapan dari ilmu fisika, khususnya fisika atom dan molekul. Penerapan yang begitu banyak, tetapi belum diimbangi dengan pengajaran-pengajaran bidang Fisika Plasma yang meluas baik di perguruan tinggi, apalagi di tingkat sekolah menengah. Plasma merupakan materi fase ke empat setelah, padat, cair dan gas, juga belum banyak dipahami.

Buku yang ditulis oleh Dr. Muhammad Nur DEA ini merupakan bagian dari sedikit buku yang membahas Fisika Plasma dan kemungkinan aplikasinya. Buku ini ditulis berdasarkan pengalaman yang bersangkutan dalam pengajaran Fisika Plasma di Jurusan Fisika dan pengalaman penelitian beliau dibidang aplikasi plasma dingin untuk lingkungan, medis, dan pertanian semakin memperkaya buku ini.

Penerbit menyampaikan apresiasi atas terbitnya buku ini. Satu lagi buku yang masih langka dalam bahasa Indonesia kami terbitkan. Semoga buku ini bisa menambah khasanah pengetahuan bagi kita bangsa Indonesia, khususnya peminat bidang sains dan teknologi.

Semarang, Januari 2011

Penerbit Undip Press

# Kata Pengantar

Konsep tentang plasma merupakan penamaan untuk gas terionisasi pertama kali dikemukakan oleh Langmuir pada tahun 1928. Penamaan plasma terhadap gas terionisasi ini terilhami oleh plasma darah karena beberapa sifat gas terionisasi hampir menyerupai plasma darah. Awal-awal penelitian yang mengarah pada penemuan konsep fase ke empat tentang materi yang disebut plasma adalah penelitian Langmuir terhadap atom dan molekul yang dipublikasikannya pada tahun 1919. Langmuir melanjutkan dengan penelitiannya bersama Tonks dan pada tahun 1924. Mereka menemukan gelombang densitas elektron dalam plasma yang disebut Gelombang Langmuir. Penelitian dan kajian serta evaluasi tentang dinamika partikel, transpor partikel bermuatan, termodinamik dan sifat optik dari plasma dingin atau sering disebut plasma non ideal telah banyak dilakukan. Hasil penelitian tersebut dapat memberikan pengertian tentang perilaku materi pada keadaan plasma tersebut. Perkembangan penelitian tentang Plasma dari aspek fisika, kimia dan bantuan analitik matematika telah sangat berkembang baik secara teoritis dan eksperimen. Ketertarikan para fisikawan pada fisika plasma semakin bertambah setelah adanya perpaduan antara fisika nuklir dan astronomi. Dengan bantuan fisika nuklir, bersinarnya bintang-bintang di jagat raya dapat dijelaskan dengan adanya reaksi penggabungan inti (reaksi fusi termonuklir) yang terjadi terus menerus di bintang-bintang tersebut. Reaksi fusi termonuklir inilah telah dicoba untuk ditiru untuk menghasilkan energi. Yang lebih menarik lagi adalah hampir 99% alam semesta merupakan fase plasma. Plasma dapat ditemukan pada ruang antar bintang, pada atmosfer bintang (termasuk matahari).

Di samping kajian-kajian Plasma fusi nuklir, dan plasma dalam alam semesta, kajian-kajian tentang plasma dingin sudah cukup berkembang dan mencakup wilayah aplikasi yang sangat luas. Pemanfaatan sains dan teknologi plasma mulai dari ruang-ruang sterilisasi medis, plasma telah difungsikan pula sebagai: pemotong, pelobang, penggunaan untuk las, sampai aplikasi untuk hiburan dimana plasma menjadi materi isian pada layar televisi dan lain sebagainya.

Buku ini mencoba menerangkan dasar-dasar fisika plasma yang telah menjadi bahan pengajaran di Jurusan Fisika, Fakultas Sains dan Matematika untuk tingkat strata 1, selama hampir 10 tahun terakhir.

Pengertian-pengertian dasar tentang lucutan gas yang merupakan peristiwa awal terbentuknya plasma dibahas dalam bab 1. Bab ini dilengkapi dengan ilustrasi dari percobaan-percobaan awal dalam bidang ionisasi gas.

Bab 2 membahas tentang pengertian-pengertian dan konsep-konsep dasar plasma. Beberapa jenis plasma juga dibahas dalam bab ini. Bola Debye yang merupakan daerah ionisasi yang paling mendasar juga dibicarakan dalam bab ini. Ide tentang osilasi plasma dan frekuensinya mendapat penekanan tersendiri dalam bab ini.

Dalam plasma telah terjadi ionisasi. Disisi lain juga terjadi rekombinasi. Peristiwa ionisasi dapat terjadi karena tumbukan. Kajian-kajian tentang tumbukan yang menyebabkan ionisasi yang terkait dengan energi yang dibutuhkan dibahas dalam bab 3.

Bab 4 membahas interaksi antara partikel-partikel bermuatan yang ada dalam plasma. Karena partikel tersebut bergerak dan saling bertumbukan satu dengan partikel bermuatan lain, yang berada dalam keadaan plasma. Tumbukan antar partikel bermuatan ini yang memungkinkan kondisi plasma dapat dipertahankan. Tumbukan partikel bermuatan adalah hasil dari gaya Coulomb range jauh dan dapat diasumsikan sebagai tumbukan elastis.

Bab 5 dari buku ini membahas Hukum-hukum termodinamika dalam Plasma. Gas terionisasi ini memiliki hukum-hukum termodinamika yang sedikit berbeda dari gas. Dalam kesetimbangan termodinamika, gas dalam kondisi plasma mengenal kesetimbangan antara ion positif di suatu sisi dengan ion negatif dan elektron disisi lain. Kesetimbangan ini dikenal dengan nama Kesetimbangan Saha. Untuk plasma dengan derajat ionisasi lemah, kesetimbangan termodinamika juga dapat ditinjau secara parsial. Bab ini membahas berbagai termodinamika secara parsial tersebut.

Para fisikawan pada awalnya banyak yang tertarik dengan plasma untuk energi. Produksi energi di bintang-bintang dan matahari menjadi

# Daftar Isi

acuan untuk mengembangkan energi dari plasma. Reaksi pengabungan ini atau sering dikenal dengan fusi termo nuklir merupakan harapan masa depan sumber energi. Dalam bab 6 dibahas plasma dan fusi termo nuklir. Bab ini memberikan gambaran bagaimana plasma dan fusi nuklir dapat menghasilkan listrik.

Dengan terbitnya buku ini penulis mengucapkan terimakasih pada semua pihak yang telah membantu secara aktif, khususnya kolega sesama dosen di Jurusan Fisika Fakultas Sains dan Matematika Univeritas Diponegoro serta kolega pada Devisi Penelitian Fisika Plasma pada Kelompok Keahlian Fisika Radiasi. Terimakasih secara khusus saya sampaikan kepada isteri saya yang sering mengingatkan akan penyelesaian buku ini. Saya ucapkan terimakasih kepada saudara Taat Guswantoro, yang telah membantu menyiapkan gambar dan pengetikan koreksi dari buku ini.

Akhirnya penulis menyadari, indahnya gading karena keretakannya, buku ini jauh dari sempurna, jadi jika para pengguna menemukan kesalahan baik secara teknis maupun konsep dapat memberikan masukan kepada penulis untuk perbaikan pada penerbitan berikutnya.

Semarang, Januari 2011

Muhammad Nur

<b>Pengantar Penerbit</b> .....	v
<b>Kata Pengantar</b> .....	vi
<b>DAFTAR ISI</b> .....	ix

## BAB 1

<b>LUCUTAN DALAM GAS</b> .....	1
1.1. Pengantar .....	1
1.2. Lucutan Korona .....	5
1.3. Medan Listrik Pada Elektroda Titik-Bidang.....	7
1.4. Lucutan Penghalang Dielektrik (Dielectric Barrier Discharge) .....	8
1.5. Pembentukan Lucutan mikro .....	12

## BAB 2

<b>PENGERTIAN DASAR TENTANG PLASMA</b> .....	15
2.1. Pendahuluan .....	15
2.2. Definisi .....	16
2.3. Jenis-jenis Plasma .....	19
2.3.1. Plasma Dingin .....	19
2.3.2. Plasma Termik .....	19
2.3.3. Plasma Panas.....	19
2.4. Proses terjadinya Plasma .....	19
2.4.1. Ionisasi .....	19
2.4.2. Dissosiasi .....	20
2.4.3. Derajat Ionisasi.....	20
2.4.4. Keseimbangan Muatan .....	21
2.5. Sifat Kolektif .....	23
2.6. Panjang Debye .....	24

## BAB 3

<b>IONISASI, REKOMBINASI DAN TUMBUKAN DALAM PEMBENTUKAN PLASMA</b> .....	28
3.1. Pengantar.....	28
3.2. Ionisasi Akibat Proses Penyerapan Radiasi (Fotoionisasi).....	29
3.3. Rekombinasi.....	30
3.4. Tumbukan dan Ionisasi .....	31

3.5.	Tampang Lintang Tumbukan .....	39
3.6.	Keseimbangan Antara Ionisasi dan Rekombinasi Tumbukan.....	44
3.7.	Ionisasi Kuat dan Ionisasi Lemah.....	45

## BAB 4

<b>TUMBUKAN PARTIKEL BERMUATAN .....</b>	<b>49</b>	
4.1.	Pendahuluan.....	49
4.2.	Dua Partikel Berinteraksi Dengan Potensial Coulomb .....	50
4.3.	Integrasi Parameter Tumbukan Berantai .....	54
4.4.	Frekuensi Tumbukan Efektif Untuk Proses Relaksasi .....	55
4.4.1.	Laju Transfer Energi .....	55
4.4.2.	Laju Transfer Momentum .....	56
4.5.	Frekuensi Tumbukan Rata-Rata .....	58
4.6.	Momentum Yang Hilang Pada Plasma Termik .....	59
4.6.1.	Tumbukan Elektron - Ion .....	59
4.6.2.	Tumbukan Ion - Elektron .....	60
4.6.3.	Tumbukan Ion-ion .....	60
4.6.4.	Tumbukan Elektron-Elektron .....	61
4.7.	Waktu Karakteristik Plasma.....	61
4.8.	Resistivitas Plasma .....	64
4.9.	Penampang Lintang Partikel Tunggal .....	67
4.10.	Koefisien Rerata Ionisasi.....	69

## BAB 5

<b>HUKUM-HUKUM TERMODINAMIKA DALAM PLASMA .....</b>	<b>72</b>	
5.1.	Pendahuluan .....	72
5.2.	Keseimbangan Termodinamika Total (KTT) .....	72
5.3.	Keseimbangan Termodinamika Lokal (KTL) .....	72
5.4.	Hukum-hukum Distribusi dan Radiasi Dalam Plasma .....	73
5.4.1.	Hukum Radiasi Planck .....	73
5.4.2.	Hukum Radiasi Kirchoff .....	74
5.4.3.	Distribusi Radiasi Maxwell.....	74
5.4.4.	Distribusi Radiasi Boltzmann .....	75
5.4.5.	Distribusi Radiasi Saha .....	75
5.5.	Perubahan Hukum-hukum gas ideal dalam plasma .....	77

## BAB 6

<b>PLASMA TOKAMAK DAN FUSI NUKLIR .....</b>	<b>84</b>	
6.1.	Pendahuluan .....	84
6.2.	Plasma Tokamak .....	85
6.3.	Konfigurasi Medan Magnetik Plasma Tokamak .....	86
6.4.	Plasma Tokamak dan Reaktor Fusi.....	87
6.5.	Fusi Nuklir dan Kriteria Lawson .....	88
6.6.	Pembangkit plasma dalam Reaktor Fusi thomonuklir .....	90
6.7.	Kriteria Pembakaran .....	90
6.8.	Realisasi Energi Fusi untuk Pembangkit Tenaga Listrik.....	95
<b>DAFTAR PUSTAKA .....</b>	<b>98</b>	
<b>APENDIKS .....</b>	<b>102</b>	
<b>INDEKS .....</b>	<b>112</b>	

# BAB 1

## Lucutan dalam Gas

---

### 1.1. Pengantar

Lucutan gas merupakan kajian yang sudah cukup lama dalam fisika. Lucutan dalam gas yang paling dikenal dalam alam adalah kilat (*lightning*). Gas yang sifat dasarnya merupakan isolator, karena kondisi tertentu berubah menjadi konduktor. Bagaimana terjadinya kilat dan diikuti dengan petir? Awan yang berada dekat dengan permukaan bumi memiliki beda potensial yang sangat tinggi dengan permukaan bumi. Karena radiasi kosmis terjadilah ionisasi pada gas diantara awan dan bumi tersebut.



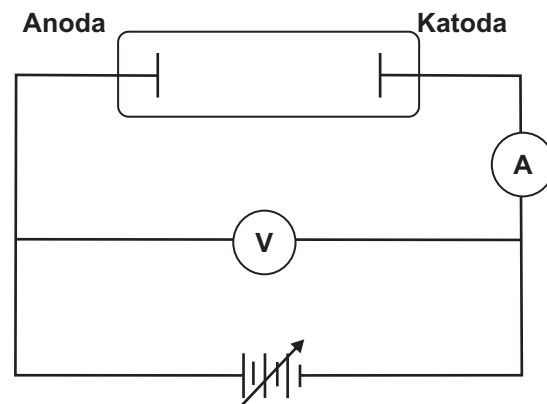
Gambar 1.1 Kilat merupakan Lucutan Gas yang terbentuk oleh peristiwa alam  
(Courtesy: <http://outdoors.webshots.com/photo/1054032381041113742wLgysV>)

Gas yang terionisasi ini semakin banyak dan memungkinkan terjadinya ionisasi berantai kerana elektron-elektron yang dihasilkan dalam ionisasi dipercepat menuju awan dan dalam perjalanannya menumbuk atom dan molekul



gas. Peristiwa ini berlangsung terus dan pada satu keadaan tertentu terjadi guguran elektronik (*avalanche electronics*). Udara (gas) di antara awan dan bumi menjadi penghantar berbentuk kanal dan memancarkan cahaya putih. Lucutan elektrik (*electrical discharge*) telah terjadi di alam, diikuti dengan suara petir merupakan suara tepukan antara udara yang terpisahkan dalam waktu singkat oleh kanal lucutan antara awan dengan bumi dan/atau antara awan dengan awan. Petir di alam ditunjukkan pada gambar 1.1

Dalam laboratorium lucutan elektrik dapat dilakukan dalam tabung berisi gas. Apabila dua buah elektroda yang berupa plat sejajar diletakkan di dalam tabung yang berisi gas dengan tekanan tertentu dan kedua elektroda dihubungkan dengan sumber tegangan tinggi DC, maka akan terjadi lucutan listrik diantara elektroda-elektrodanya. Gambar tabung lucutan gas dapat dilihat pada gambar 1.2, dan gambar artifisialnya dapat dilihat pada gambar 1.3. Elektron dari katoda akan bergerak menuju anoda dan selama perjalanannya elektron-elektron tersebut akan menumbuk molekul-molekul dan/atau atom-atom gas diantara kedua elektroda. Untuk terjadinya ionisasi berantai, tahapan pertama yang harus dilalui adalah terjadinya ionisasi yang menghasilkan elektron. Elektron pertama ini diyakini oleh para ilmuwan berasal dari ionisasi gas oleh radiasi sinar kosmis. Elektron pertama ini dipercepat oleh beda potensial antara dua elektroda plat dalam tabung lucutan tersebut. Dalam perjalanannya elektron ini akan menumbuk dan mengionisasi atom atau molekul gas lain, demikian seterusnya. Proses tumbukan beruntun tersebut akan menghasilkan guguran elektronik dan dapat mengakibatkan terjadinya ionisasi berantai.



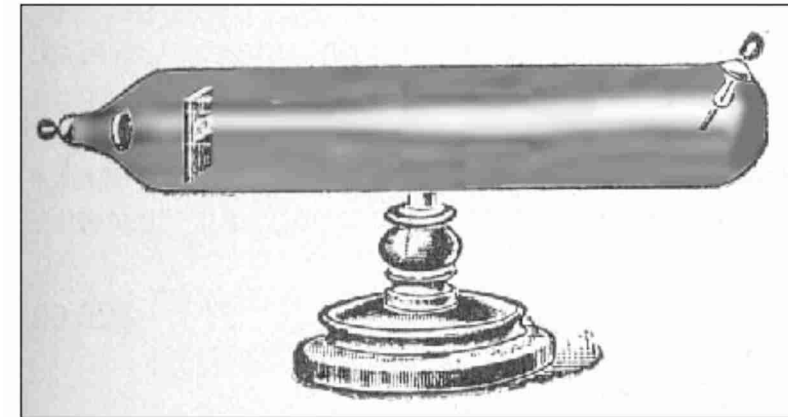
**Sumber Tegangan Tinggi**

Gambar 1.2 Tabung lucutan gas

Pada tegangan rendah elektron-elektron tidak banyak berpengaruh pada atom-atom gas, karena hanya sedikit terjadi ionisasi dan elektron-elektron yang

dihasilkan tidak banyak menambah arus. Dengan menaikkan tegangan maka partikel gas, elektron dan ion yang telah terjadi mendapat tambahan energi, dan melipat gandakan peristiwa ionisasi, sehingga arus listrik naik terhadap tegangan, daerah ini disebut lucutan Townsend (*Townsend discharge*).

Dengan menaikkan tegangan terus-menerus, elektron-elektron yang bergerak menuju anoda memiliki energi yang cukup untuk mengionisasi partikel gas yang ditumbuknya. Proses ionisasi semakin sering dan banyak terjadi, sehingga terjadi pelipatan elektronik. Ion-ion yang dihasilkan akan dipercepat oleh medan listrik dan pada akhirnya akan menumbuk katoda. Tumbukan ion tersebut menghasilkan elektron yang dipancarkan oleh katoda melalui efek fotolistrik, elektron hasil tumbukan itu disebut elektron sekunder. Penyebab munculnya elektron berbeda dari elektron hasil ionisasi yang disebut elektron primer.



Gambar 1.3. Lukisan tabung sinar katoda

(Courtesy:<http://www.astro.virginia.edu/class/oconnell/astr121/guide09.html>)

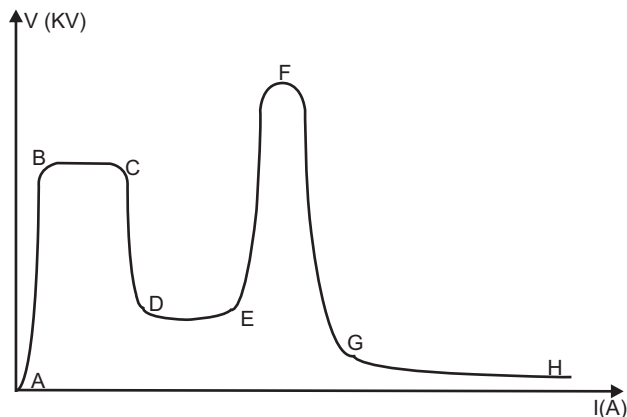
Pada suatu nilai tegangan tertentu akan terlihat adanya pancaran (*emisi*) cahaya pada katoda. Pancaran yang terjadi pada katoda akibat rekombinansi antara ion gas dan elektron sekunder dan akibat panas *bramstrahlung* ion pada katoda. Dalam gas sendiri terjadi perubahan yang menyebabkan gas berangsur-angsur menjadi penghantar, keadaan ini disebut dadal (*breakdown*). Setelah keadaan dadal pijaran katoda yang disebabkan oleh tumbukan-tumbukan ion dan emisi elektron sekunder akan menimbulkan kenaikan arus, kondisi ini disebut lucutan normal (*normal discharge*). Pada keadaan ini proses ionisasi akan terjadi secara berantai dan tidak lagi memerlukan penambahan tegangan dari luar untuk

terjadinya ionisasi. Setelah permukaan katoda seluruhnya berpijar, tegangan dan arus listrik akan naik secara simultan dan keadaan ini disebut lucutan abnormal (*abnormal discharge*). Apabila tegangan terus dinaikkan maka katoda akan semakin panas yang disebabkan tumbukan ion berenergi tinggi dan proses ini menjadi dominan untuk memproduksi elektron. Dalam hal ini tegangan lucutan menjadi menurun dan arus listrik meningkat, kondisi ini disebut lucutan *arc* (*arc discharge*). Lucutan *arc* tidak memerlukan lagi penambahan tegangan untuk mendukung lucutan, karena pada katoda akan terpancar elektron-elektron sekunder terus-menerus yang disebabkan proses termionik.

Secara garis besar lucutan gas dapat diklasifikasikan menjadi dua, yaitu :

1. Lucutan tak mandiri (*non-self-sustained*), karena untuk terjadinya proses ionisasi masih memerlukan energi eksternal dari sistem. Lucutan yang termasuk lucutan tak mandiri adalah lucutan *Townsend*.
2. Lucutan mandiri (*self-sustained*), yaitu proses lucutan tanpa memerlukan tegangan atau energi dari luar, yang termasuk lucutan mandiri adalah lucutan pijar normal, lucutan pijar abnormal dan lucutan *arc*.

Untuk melihat hubungan antara tegangan (V) dan arus listrik (I) dapat digambarkan pada gambar 1.4.



Gambar 1.4. Karakteristik hubungan V-I lucutan gas

Dari grafik dapat dilihat pembagian daerah untuk masing-masing lucutan, yaitu, AB : Lucutan *Townsend* (*Townsend Discharge*).

BC : Keadaan dadal (*Breakdown*).

CD : Transisi menuju Lucutan mandiri (*self-sustained*).

DE : Lucutan pijar normal (*normal discharge*).

EF : Lucutan pijar abnormal (*Abnormal discharge*).

FG : Transisi menuju lucutan *arc*.

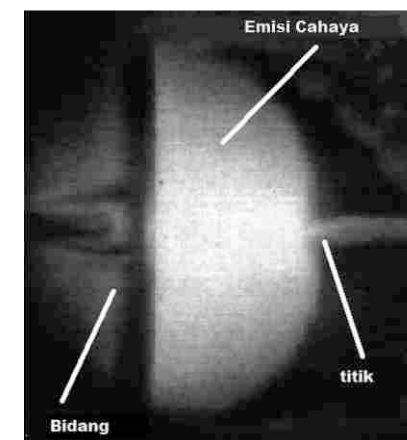
GH : Lucutan *arc* (*Arc discharge*).

Ditinjau dari aspek terapannya dan dapat dihasilkan dalam udara bebas, berikut ini akan dibahas lebih lanjut tentang lucutan korona (*corona discharge*) dan lucutan berpenghalang dielektrik (*Dielectrics Barrier Discharge*)

## 1.2. Lucutan Korona

Lucutan korona termasuk lucutan mandiri (*self-sustained*) yang merupakan suatu kasus khusus. Lucutan korona terbentuk pada medan listrik tak seragam (*non uniform*) yang kuat antar elektroda. Lucutan korona dipertahankan pada kuat medan tertentu, sehingga kuat medan tersebut belum cukup kuat untuk terjadi lucutan *arc*. Medan listrik tidak seragam dapat dibentuk dengan membuat konfigurasi geometri elektroda yang berbeda misal: titik-bidang, kawat-bidang dan pisau silinder.

Dalam lucutan korona sering juga disebut plasma lucutan pijar korona, antara dua elektroda terdapat dua daerah yaitu: daerah ionisasi (*ionization region*) dan daerah aliran (*drift region*). Daerah ionisasi terletak disekitar elektroda aktif sedangkan daerah aliran merupakan daerah selain daerah ionisasi yang berada di antara kedua elektroda. Elektroda aktif adalah elektroda yang mempunyai intensitas medan listrik yang tinggi. Untuk konfigurasi elektroda titik-bidang (*point-to-plane*) plasma lucutan pijar korona terjadi pada elektroda aktif yaitu pada elektroda titik (*point*). Plasma lucutan pijar korona yang terjadi dapat disebut korona positif atau korona negatif. Jenis lucutan korona ini ditentukan oleh polaritas tegangan yang diberikan pada elektroda aktif.



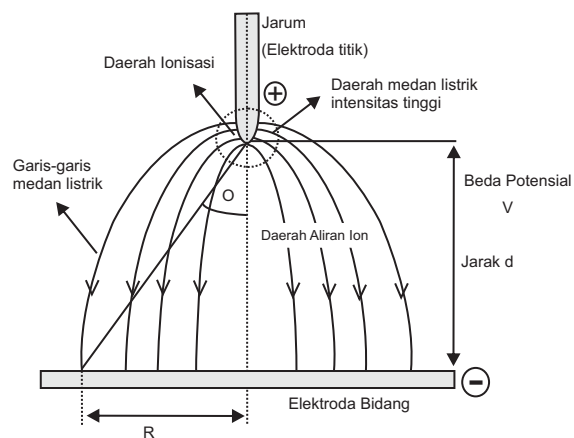
Gambar 1.5. Lucutan korona dalam gas Argon sangat murni (Nur,1997)

Plasma lucutan pijar korona positif dapat dibentuk dengan memberikan polaritas positif pada elektroda titik (*point*). Elektron-elektron yang bergerak dari katoda menuju anoda akan dapat mengionisasi atom-atom atau molekul gas diantara elektroda. Ionisasi terjadi di sekitar elektroda titik, karena pengaruh medan listrik ion-ion hasil ionisasi akan mengalir atau bergerak menuju katoda melalui daerah aliran (*drift region*). Aliran ion-ion ini akan menimbulkan arus ion yang disebut arus saturasi unipolar. Daerah ionisasi dan daerah aliran plasma lucutan pijar korona ditunjukkan pada gambar 1.6. Untuk konfigurasi elektroda hiperbolik-bidang (*hiperbolid-plane*) yang merupakan pendekatan untuk konfigurasi titik-bidang (*point-to-plane*) arus saturasi unipolar diberikan persamaan:

$$I_s = \frac{2\mu\epsilon_0 V^2}{d} \tag{1.1}$$

Dengan  $I_s$  adalah arus saturasi unipolar ion,  $V$  adalah tegangan korona,  $\mu$  adalah mobilitas ion unipolar,  $\epsilon_0$  permitivitas ruang hampa dan  $d$  adalah jarak antar elektroda. Arus ion-ion pada korona positif adalah ion yang bermuatan positif.

Plasma lucutan pijar korona negatif dapat dibentuk dengan memberi polaritas negatif pada elektroda titik. Hal yang membedakan dengan korona positif adalah ion yang mengalir melalui daerah aliran merupakan ion-ion yang bermuatan negatif. Ion-ion bermuatan negatif terbentuk karena di dalam udara terdapat molekul elektronegatif ( $O_2$ ) yang mempunyai sifat sangat mudah menangkap elektron.



Gambar 1.6 Daerah ionisasi dan aliran pada lucutan pijar korona

### 1.3. Medan Listrik Pada Elektroda Titik-Bidang

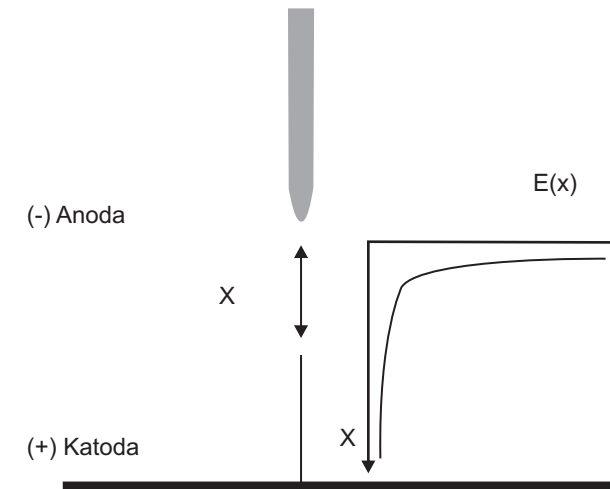
Medan listrik yang tak seragam (*non uniform*) karena adanya perbedaan geometri antara elektroda (titik-bidang) menimbulkan medan listrik yang kuat disekitar ujung elektroda titik. Kuat medan listrik antar elektroda merupakan fungsi dari jarak ( $x$ ) antar elektroda. Besar kuat medan listrik ditunjukkan dalam persamaan:

$$E(x) = \frac{2V}{(r + 2x - \frac{x^2}{d}) \ln(1 + \frac{2d}{r})} \tag{1.2}$$

Dengan  $V$  adalah tegangan pada elektroda,  $r$  adalah jari-jari ujung elektroda titik,  $d$  adalah jarak antar elektroda dan  $x$  jarak ujung elektroda titik dengan sebuah titik yang berjarak  $x$  tertentu diantara kedua elektroda. Gambar 1.7 merupakan ilustrasi grafik kuat medan listrik sebagai fungsi jarak.

Dengan demikian apabila  $x = 0$  (diujung elektroda titik) medan listriknya diberikan oleh persamaan :

$$E(x = 0) = \frac{2V}{r \ln(1 + \frac{2d}{r})} \tag{1.3}$$



Gambar 1.7 Kuat medan listrik sebagai fungsi jarak

#### 1.4. Lucutan Penghalang Dielektrik (*Dielectric Barrier Discharge*)

Lucutan plasma senyap (*Silent Discharge Plasma*) adalah lucutan plasma yang dapat dioperasikan pada tekanan atmosfer. Lucutan plasma senyap ini dalam industri skala besar digunakan sebagai pembangkit ozon. Dengan gas sumber yang digunakan adalah udara bebas maupun oksigen. Karakteristik utama dari lucutan senyap adalah celah lucutan yang sempit dengan jarak milimeter dan salah satu elektrodanya ditutupi dengan lapisan isolator. Dengan alasan ini, lucutan plasma senyap juga dikenal dengan sebutan lucutan plasma berpenghalang dielektrik (*Dielectric Barrier Discharge*). Berdasarkan aplikasinya, lucutan plasma senyap juga dikenal sebagai lucutan penghasil ozon. Pada lucutan plasma senyap terjadi proses oksidasi yang dapat menghasilkan radikal bebas secara kimia pada temperatur udara dan tekanan atmosfer, untuk mengoksidasi fase gas yang terkandung di dalam reaktor tersebut.

Lucutan didefinisikan sebagai aliran arus listrik yang melalui gas dan proses-proses ionisasi gas yang disebabkan oleh adanya medan listrik. Lucutan gas diawali proses ionisasi gas dalam medan listrik yang kuat. Ionisasi gas menghasilkan ion yang bermuatan positif dan elektron yang bermuatan negatif. Masing-masing muatan listrik tersebut bergerak menuju elektroda yang sesuai sehingga terjadi aliran muatan listrik.

Lucutan plasma berpenghalang dielektrik berbentuk koaksial (*Coaxial Dielectric Barrier Discharge*) merupakan sistem tertutup. Lucutan plasma ini dihasilkan pada celah di antara dua elektroda yaitu elektroda kawat sebagai elektroda aktif di bagian dalamnya dan elektroda terluar (elektroda pasif) yang berupa lembaran aluminium dengan tabung gelas *pyrex* sebagai penghalang (*barrier*). Bila kedua elektroda ini diberi tegangan listrik maka akan menghasilkan medan listrik yang tidak homogen, muatan ruang (*space-charge*) akan timbul sebelum terjadinya tembus total dan distribusi medan listrik yang terjadi akan mempengaruhi nilai dari tegangan tembus.

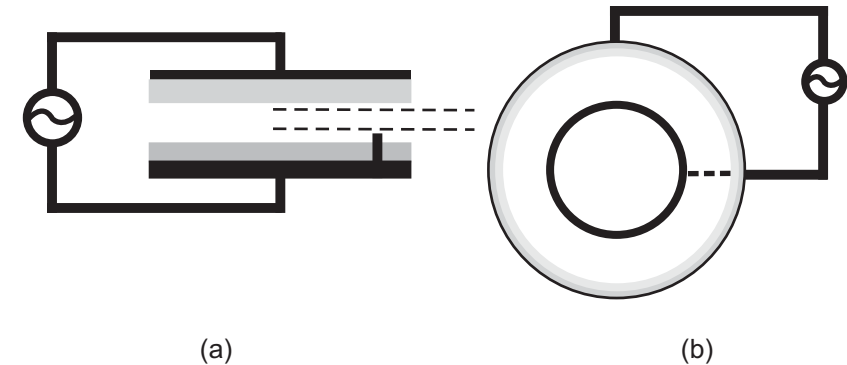
Sistem pembangkit lucutan plasma penghalang dielektrik menggunakan gas sumber udara bebas pada tekanan atmosfer sebagai gas masukan. Ozon diproduksi di dalam lucutan plasma penghalang dielektrik dari gas di udara atau gas oksigen murni yang melewati celah diantara dua elektroda. Di bawah pengaruh dari elektron energi tinggi dalam ruang antar elektroda maka terjadi disosiasi molekul oksigen. Reaksi pembentukan ozon dari atom oksigen adalah



dengan M adalah  $\text{N}_2$  atau  $\text{O}_2$ . Di dalam produksi ozon, reaksi yang sebanding juga terjadi :

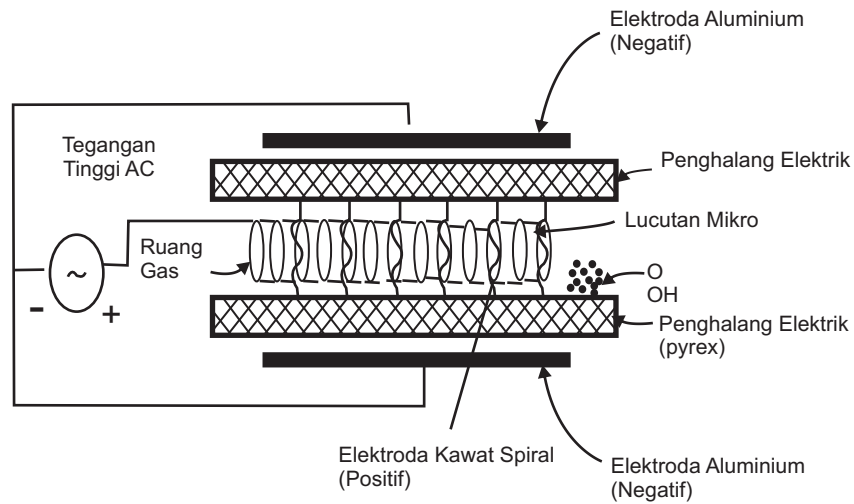


Hal ini merupakan batasan kehadiran produksi ozon maksimum, misalnya batas dari efisiensi kerja alat. Gas di udara yang melewati celah di antara elektroda akan terionisasi dan menghasilkan ozon. Kemudian ozon tersebut dimasukkan ke dalam air, maka akan terjadi pelarutan ozon di dalam air (*dissolved ozone in water*).



Gambar 1.8 Bentuk konfigurasi elektroda lucutan plasma penghalang dielektrik, (a) Geometri elektroda tampak samping, (b) Geometri elektroda tampak depan.

Pada gambar 1.8, ditunjukkan konfigurasi elektroda dari lucutan plasma penghalang dielektrik dan warna abu-abu menunjukkan bahan dielektrik, dengan karakteristik sebagai berikut: lucutan plasma penghalang dielektrik dioperasikan pada tekanan atmosfer diantara logam elektroda yang salah satunya dilindungi oleh penghalang dielektrik. Pembangkit AC (*alternating current*) tegangan tinggi akan menghasilkan lucutan di antara celah elektroda sehingga gas akan terionisasi. Bahan gelas dan keramik yang berbeda pada umumnya digunakan sebagai material penghalang. Lucutan biasanya terjadi dalam jumlah besar sepanjang daerah filamen (100-200  $\mu\text{m}$ ). Lucutan ini dibentuk dengan pelipatgandaan elektron yang bergerak dari elektroda aktif dan terakumulasi pada bahan dielektrik yang melindungi elektroda pasif pada waktu yang bersamaan. Aliran muatan pada 10-100 ns memungkinkan terjadinya perpindahan muatan selama waktu itu. Muatan listrik negatif ini dikumpulkan pada permukaan elemen dari bahan dielektrik sebagai muatan bebas. Geometri lucutan plasma penghalang dielektrik sehingga terbentuk lucutan mikro ditunjukkan gambar 1.9

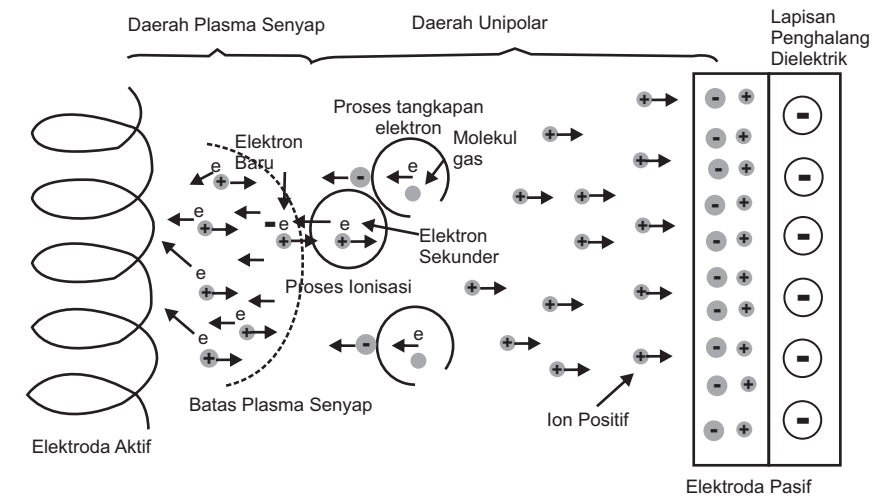


Gambar 1.9 Geometri dari lucutan plasma penghalang dielektrik sehingga terbentuk lucutan mikro.

Gambar 1.9 menunjukkan geometri dari lucutan plasma dengan penghalang sehingga terjadi lucutan mikro. Ketika gas berada dalam pengaruh medan listrik yang mampu menimbulkan pergerakan spesies gas, elektron yang berenergi akan mentransferkan energinya pada molekul gas melalui tumbukan, eksitasi molekul, tangkapan elektron, disosiasi dan ionisasi. Spesies aktif utama yang dihasilkan dari proses transfer energi elektron adalah ion, radikal dan atom tereksitasi.

Lucutan plasma dengan penghalang dielektrik terbentuk di dalam medan listrik yang tak seragam, yang terjadi di daerah sekitar elektroda aktif yang dapat memungkinkan terjadinya ionisasi dan pembentukan elektron berenergi tinggi di daerah tersebut. Gambar 1.10 menunjukkan elektron-elektron yang bergerak menuju elektroda aktif akan menumbuk atom atau partikel di antara celah elektroda dan mengakibatkan atom menjadi ion bermuatan positif. Jika ionisasi terjadi di udara, karena medan listrik yang cukup kuat antar elektroda, ion nitrogen akan dipercepat bergerak menuju elektroda pasif. Pergerakan ion ini mengalir melalui daerah aliran. Bila di dalam gas (udara bebas) terdapat atom-atom atau partikel elektronegatif ( $O_2$ ), maka molekul ini akan mudah menangkap elektron sehingga bermuatan negatif dan akan dipercepat menuju elektroda aktif. Atom atau partikel elektronegatif ( $O_2$ ) tidak akan terdeposisi pada elektroda aktif, karena mempunyai muatan yang sama. Pada tekanan atmosfer, *breakdown* listrik di dalam konfigurasi elektroda terjadi dalam jumlah besar dari aliran arus yang

mempunyai waktu hidup pendek, dikenal sebagai lucutan mikro (*microdischarge*).

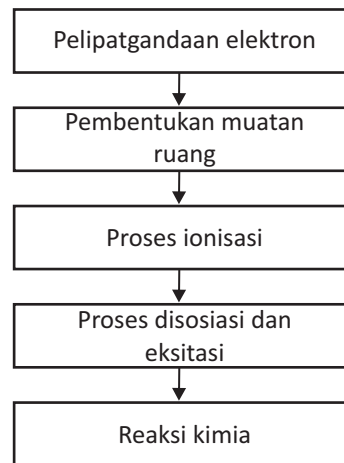


Gambar 1.10 Ilustrasi lucutan plasma penghalang dielektrik.

Lucutan plasma senyap merupakan lucutan plasma yang unik karena merupakan transisi dari lucutan korona dan lucutan pijar. Lucutan plasma senyap dengan ruang yang tidak homogen ini menunjukkan bahwa lucutan mikro adalah lucutan terusan tunggal. Lucutan mikro ini dimulai saat keadaan medan lokal tinggi. Pada akhirnya, lucutan mikro ini menyebar di bawah pengaruh medan tersebut. Lucutan mikro biasanya mempunyai waktu hidup yang sangat pendek, pada 100 nanodetik atau bahkan kurang. Diameter kawat dan lamanya waktu yang efektif bergantung pada gas sumber yang digunakan dan juga tekanan pada reaktor. Arus mengalir seluruhnya di dalam filamen. Pertukaran energi terjadi antara elektron yang dipercepat dan molekul, baik di dalam lucutan mikro maupun di luar dari lucutan mikro. Elektron berenergi tinggi menumbuk atom atau molekul, dengan mengubah energi kinetik menjadi energi ionisasi yang menghasilkan spesies tereksitasi. Oleh karena energi tinggi elektron, perubahan energi dapat menjadi sangat efisien dengan 90% atau bahkan lebih yang merupakan energi kinetik elektron tersebut. Dari aliran lucutan mikro, mengalir spesies yang berinteraksi dengan gas terbanyak untuk membentuk spesies baru. Sebagai contoh, O dihasilkan di permukaan elektroda aktif yang bereaksi dengan  $O_2$  di sekitar elektroda aktif untuk membentuk  $O_3$ . Pada tekanan yang lebih rendah, terdapat transisi kontinu dari struktur filamen pada lucutan plasma senyap (*Silent Discharge Plasma*) menjadi lebih tersebar, yang menunjukkan *Normal Glow Discharge*.

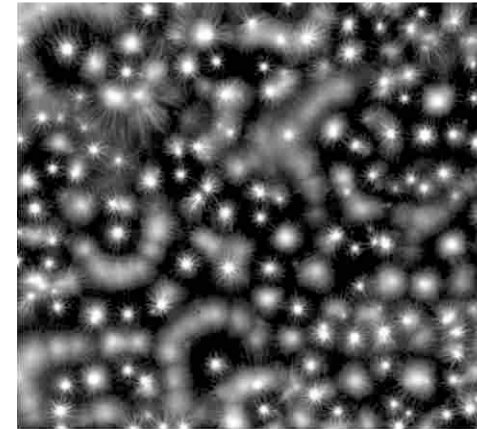
### 1.5. Pembentukan Lucutan mikro

Pembentukan lucutan mikro di dalam lucutan plasma berpenghalang dielektrik adalah seperti pada gambar 1.11. Pada gambar 1.11 ditunjukkan proses pembentukan lucutan mikro. Tidak seperti pada lucutan lainnya, pada lucutan plasma penghalang dielektrik ini, kedua elektrodanya dipisahkan oleh suatu isolator. Lucutan ini juga mempunyai muatan sisa dari fase lucutan sebelumnya. Jumlah rapat lucutan mikro berkumpul di permukaan elektroda ditimbulkan rapat daya, yang bergantung pada frekuensi yang diberikan.



Gambar 1.11 Skema pembentukan lucutan mikro.

Gambar lucutan mikro seperti terlihat pada gambar 1.12. Pada tekanan atmosfer, terjadi tumbukan yang menyebabkan pelipatgandaan elektron yang dapat membangkitkan rapat muatan pada celah sesaat setelah melewati jarak yang pendek. Medan listrik lokal menyebabkan pemisahan muatan dengan kecepatan yang berbeda antara elektron dan ion. Tumbukan ionisasi dalam daerah dengan medan tinggi sehingga *streamer* bergerak dengan cepat pada daerah ionisasi dan terjadi pembentukan kanal plasma.



Gambar 1.12 Lucutan mikro pada lucutan plasma penghalang dielektrik dengan lebar celah antara elektroda 1 mm pada tekanan atmosfer (Kogelschatz, 1994)

Durasi waktu nanodetik pada lucutan mikro disebabkan oleh muatan-muatan yang berada pada permukaan dielektrik. Hal ini dapat mengurangi medan listrik dari lucutan mikro yang menunjukkan muatan arus dihalangi, karena durasi waktu yang pendek dan transport muatan yang terbatas juga terjadi disipasi energi. Oleh karena itu pada lucutan mikro, pecahan energi elektron dalam jumlah besar dapat digunakan untuk eksitasi atom-atom atau molekul di dalam udara, yang menyebabkan adanya reaksi kimia atau emisi radiasi.

### SOAL-SOAL

1. Jelaskan apa yang dimaksud dengan lucutan gas
2. Salah satu peristiwa alam yang terkait dengan lucutan gas adalah petir. Jelaskan hal tersebut.  
Jelaskan pula mengapa terjadi cahaya putih di udara jika terjadi petir.
3. Gambarkan kurva  $I(V)$  dari suatu arus sebagai fungsi tegangan lucutan gas dalam tabung. Jelaskan bagian-bagian dalam kurva tersebut.
4. Pada kurva dalam soal nomor 3 terdapat satu nilai  $V$  yang memberikan beberapa nilai  $I$ . Jelaskan mengapa hal tersebut dapat terjadi.
5. Jelaskan apa yang dimaksud dengan lucutan korona, jelaskan pula kapan

terjadinya lucutan korona positif dan kapan pula lucutan korona negatif.

6. Terdapat perbedaan yang menonjol antara lucutan gas dalam tabung dengan lucutan korona. Sebutkan perbedaan tersebut :
  - a. Dari aspek konfigurasi elektroda
  - b. Dari aspek medan listrik yang dihasilkan
  - c. Daerah lucutan yang terbentuk

7.

V ( $\mu\text{V}$ )	I ( $\mu\text{A}$ )
3,6	1,8
3,8	3
4,2	4,8
4,8	10,8
5,2	18
5,8	27
6	32

Data yang dipilih dari suatu hasil eksperimen disajikan pada tabel (1).

Gunakan data tersebut untuk menentukan mobilitas partikel bermuatan dalam plasma korona. Diketahui jarak antar elektroda titik bidang sebesar 5 mm.

8. Lucutan korona dari konfigurasi titik bidang pada soal nomor 8 di bentuk dengan jari-jari jarum  $100 \mu\text{m}$  dan jarak antar elektroda 5 mm.

Hitunglah medan listrik disepanjang daerah antara titik dan bidang, gunakan interval jarak sebesar 0,5 mm. Buat pula grafik Kuat medan (E) sebagai fungsi jarak ( $\mu$ )

## BAB 2

# Pengertian Dasar Tentang Plasma

### 2.1 Pendahuluan

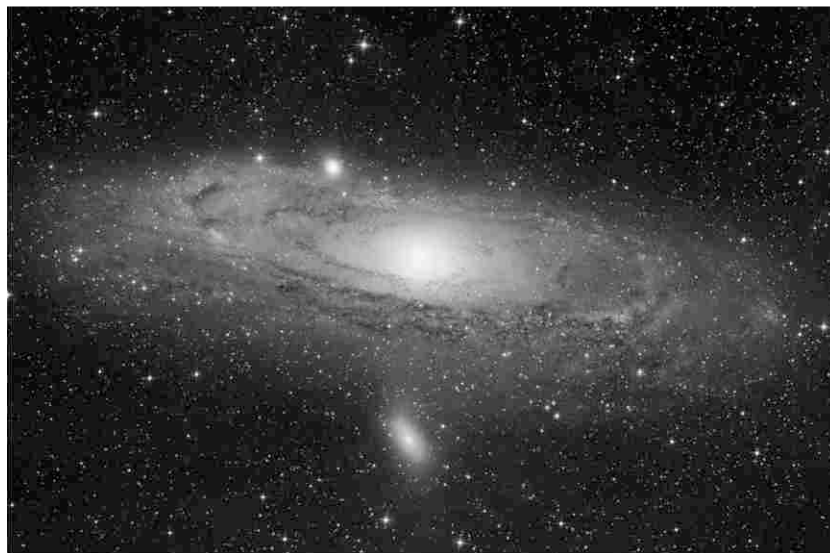
Studi tentang pelucutan listrik di dalam gas telah melahirkan Fisika Plasma pada awal 1920, dan sejak itu disiplin ilmu ini telah dicoba untuk dikembangkan dengan pertimbangan daya tariknya karena merupakan ilmu yang sangat esensial dalam perkembangan fisika terutama fisika atom dan fisika nuklir. Ketertarikan para fisikawan pada fisika plasma semakin bertambah setelah adanya perpaduan antara fisika nuklir dan astronomi. Dengan bantuan fisika nuklir, bersinarnya bintang-bintang di jagat raya secara terus menerus dapat dijelaskan dengan adanya reaksi penggabungan inti (reaksi fusi termonuklir) yang terjadi terus menerus pula di bintang-bintang tersebut. Reaksi fusi termonuklir inilah telah dicoba untuk ditiru untuk menghasilkan energi. Di awal tahun 50-an, dua fisikawan Rusia Andrei Sakharov dan Igor Tamm mengusulkan suatu teknik Plasma Tokamak dan teknik ini telah menjadi satu-satunya model untuk mengusahakan terjadinya reaksi termonuklir.

Di samping kajian-kajian Plasma Tokamak, kajian-kajian fisika plasma untuk bidang non-fusi pun sudah cukup berkembang pula mencakup wilayah aplikasi yang sangat luas. Pemanfaatan sains dan teknologi plasma mulai dari ruang-ruang sterilisasi medis sampai masalah-masalah jagat raya (astrofisika dan astronomi). Plasma juga telah digunakan dan mulai difungsikan sebagai “gergaji”, “mesin bor”, “kepala solder”, sampai pada materi isian pada layar televisi generasi terbaru dan lapisan tipis pada semikonduktor.

Yang lebih menarik lagi adalah hampir 99% alam semesta merupakan fase plasma. Namun bidang ini masih sangat terbatas diajarkan dibandingkan disiplin fisika lainnya. Mungkin karena kerumitan dari disiplin ini yang menyangkut

berbagai disiplin ilmu fisika seperti fisika statistik, mekanika kuantum, teori tumbukan atau hamburan, fisika atom dan molekul, fisika nuklir, teori kinetik gas, mekanika fluida, termodinamika, teori gelombang, elektromagnetik, elektrodinamik, kelistrikan, spektroskopi, kinetik kimia, problem-problem nonlinear dan lain-lain.

Plasma dapat ditemukan pada ruang antar bintang, pada atmosfer bintang (termasuk matahari), pada tabung lucutan dan pada reaktor termonuklir eksperimen. Gambar 2.1 menunjukkan bahwa alam semesta masih cair dari terbentuk dari plasma. Disinyalir bahwa alam semesta masih 99 % terbentuk dari plasma.



Gambar 2.1: Alam semesta yang masih 99 % terbentuk dari Plasma

Plasma dapat diciptakan dalam laboratorium dengan memanaskan gas tekanan rendah sehingga energi kinetik rata-rata partikel gas dapat disamakan dengan potensial ionisasi atom-atom atau molekul-molekul gas.

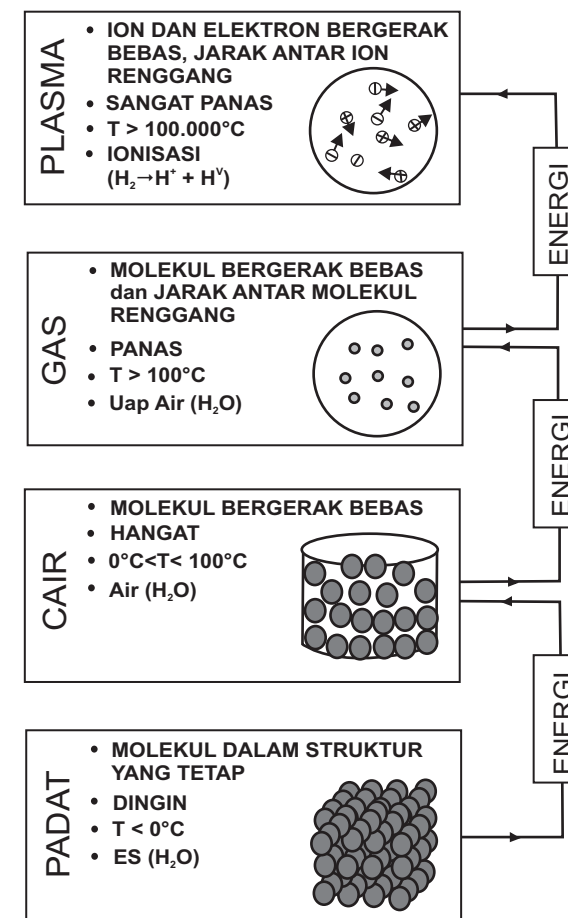
Bab ini mencoba menerangkan secara ringkas tentang pengertian-pengertian dasar dan parameter-parameter terpenting plasma.

## 2.2 Definisi

Konsep tentang plasma pertama kali dikemukakan oleh Langmuir dan Tonks pada tahun 1928. Mereka mendefinisikan plasma sebagai gas yang terionisasi dalam lucutan listrik, jadi plasma dapat juga didefinisikan sebagai

percampuran kuasinetral dari elektron, radikal, ion positif dan negatif. Percampuran antara ion-ion yang bermuatan positif dengan elektron-elektron yang bermuatan negatif memiliki sifat-sifat yang sangat berbeda dengan gas pada umumnya dan materi pada fase ini disebut fase plasma. Maka secara sederhana plasma didefinisikan sebagai gas terionisasi dan dikenal sebagai fase materi keempat setelah fase padat, cair, dan fase gas.

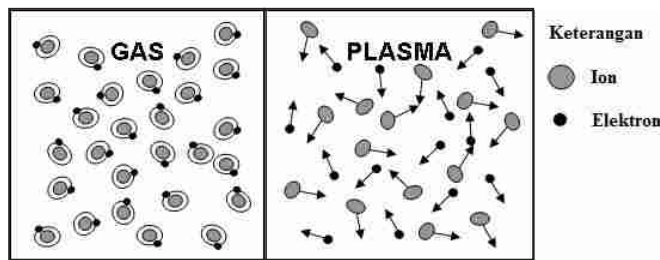
Menurut Chen (2002), plasma merupakan daerah reaksi tumbukan elektron yang sangat signifikan untuk terjadi. Plasma dapat terjadi ketika temperatur atau energi suatu gas dinaikkan sehingga memungkinkan atom-atom gas terionisasi akan membuat gas tersebut melepaskan elektron-elektronnya yang pada keadaan normal mengelilingi inti.



Gambar 2.2. Ilustrasi fase materi ke empat setelah fase padat, cair, dan fase gas



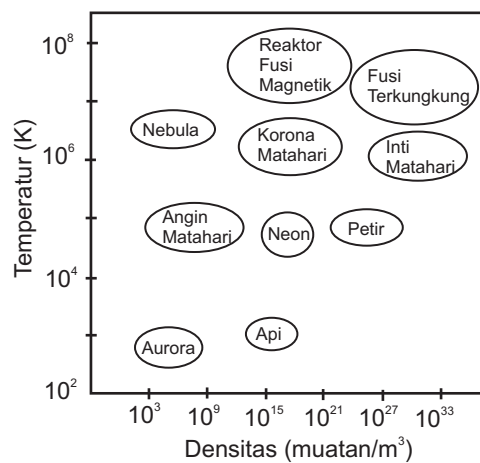
Ilustrasi pada gambar 2.2 menunjukkan terbentuknya plasma dari proses perubahan melalui urutan padat, cair, gas dan akhirnya plasma. Melalui logika urutan materi tersebut maka plasma selalu disebut dengan “materi fase ke empat” setelah fase padat, fase cair dan gas. Gambar tersebut menunjukkan bahwa jika es (merupakan materi padat) mendapat energi, maka ia akan mencair pada suhu di atas 0°C menjadi air. Jika air diberikan energi, setelah melewati suhu 100°C akan menjadi uap air dengan molekul H<sub>2</sub>O. Pemberian energi terus-menerus pada uap air akan memecahkan molekul air menjadi H<sub>2</sub> dan O<sub>2</sub> dan akhirnya molekul-molekul ini akan terionisasi menjadi ion-ion positif dan elektron yang dalam keadaan tertentu dan ruang tertentu (*microspace*) terjadi keseimbangan antara ion dan elektron. Pada keadaan ini disebut plasma.



Gambar 2.3. Ilustrasi perbedaan materi antara fase gas dengan fase plasma untuk gas hidrogen

Gambar 2.3 menunjukkan perbedaan antara gas dan plasma untuk atom hidrogen (atom berelektron satu)

**PLASMA-FASE KE 4 DARI SEBUAH MATERI**



Gambar 2.4. Ilustrasi fase materi ke empat

**2.3 Jenis-jenis Plasma**

Ditinjau dari temperaturnya plasma dapat diklasifikasikan menjadi tiga, yaitu:

**2.3.1. Plasma Dingin**

Plasma yang terjadi dalam keadaan ketidaksetimbangan termal (*non-thermal equilibrium*) antara temperatur elektron dan gas. Temperatur elektron tinggi tetapi temperatur partikel gas relatif rendah karena tumbukan elektron dan partikel gas sangat kecil.

Pada plasma dingin ion dan atom-atom atau molekul-molekul netral tetap dalam suhu sekitar 1000 K. elektron-elektron dalam plasma jenis ini mempunyai temperatur cukup tinggi sekitar 50000 K. Plasma dingin sering digunakan dalam bidang mikroelektronik, pembentukan materi baru dan pembersihan polutan.

**2.3.2. Plasma Termik**

Plasma jenis ini tergolong plasma dalam keadaan ketidaksetimbangan termal (*non-thermal equilibrium*). Partikel-partikel berat di dalam plasma bersuhu lebih tinggi dari 3000 K. Elektron dalam plasma termik ini mempunyai temperatur cukup tinggi lebih besar dari 10<sup>5</sup> K. Plasma jenis ini sering digunakan untuk pengelasan, pemotongan logam, pembersihan polutan dan lain-lain.

**2.3.3. Plasma Panas**

Plasma panas terjadi dalam keadaan kesetimbangan termal (*thermal equilibrium*). Pada pembangkitan plasma panas distribusi energi elektron dan molekul gas mendekati sama, karena frekuensi tumbukan antara elektron dan molekul gas lebih besar. Plasma panas adalah plasma yang tersusun dari molekul gas yang bertemperatur tinggi. Plasma jenis ini memiliki temperatur di atas 10<sup>6</sup> K. Plasma panas digunakan untuk memproduksi energi listrik.

Untuk memberikan gambaran sebaran plasma yang terkait dengan temperatur dan densitasnya, gambar 2.4 menunjukkan jenis-jenis plasma tersebut.

**2.4 Proses terjadinya Plasma**

**2.4.1. Ionisasi**

Plasma merupakan gas yang terionisasi, peristiwa ionisasi selalu ada pada proses terjadinya plasma. Ionisasi didefinisikan sebagai proses terlepasnya

elektron suatu atom atau molekul dari ikatannya. Energi yang dibutuhkan untuk melepas satu atau lebih elektron dari orbitnya pada sebuah atom atau molekul dapat didefinisikan sebagai energi ionisasi  $E_i$ . Besarnya energi ionisasi dinyatakan dalam satuan elektron-volt (eV).

Dalam keadaan stabil ionisasi dapat terjadi apabila energi elektron yang menumbuk lebih besar atau sama dengan energi ionisasi atom atau molekul tertumbuk, dapat ditulis dalam persamaan,

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 \geq eV^i \quad (2.1)$$

dengan  $m_e$  adalah massa elektron,  $v_e$  adalah kecepatan elektron,  $e$  adalah muatan elektron, dan  $V^i$  adalah potensial ionisasi atom atau molekul.

Pada proses tumbukan antara elektron dengan partikel-partikel gas tidak hanya proses ionisasi yang terjadi melainkan juga menyebabkan peristiwa-peristiwa yang lainnya. Kebalikan dari proses ionisasi adalah proses rekombinasi. Rekombinasi terjadi dengan cara pengikatan elektron oleh ion dan pengikatan antar atom menjadi molekul sehingga menjadi spesies netral atau ion negatif yang disertai pemancaran foton.

#### 2.4.2. Dissosiasi dan Eksitasi

Dissosiasi adalah pemisahan molekul menjadi atom-atom penyusunnya. Partikel gas yang terdissosiasi ini dapat pula terionisasi menjadi ion-ion positif dan negatif.

Eksitasi adalah peristiwa dimana elektron yang berada di tingkat energi yang lebih rendah berpindah ke tingkat energi yang lebih tinggi dengan menyerap energi tumbukannya dengan elektron. Peristiwa kebalikan dari eksitasi tersebut disebut relaksasi atau deeksitasi dan peristiwa ini disertai pemancaran foton.

Tidak semua gas yang terionisasi merupakan plasma. Plasma juga harus memenuhi persyaratan kerapatan (densitas), suhu plasma, panjang Debye ( $\lambda_D$ ) dan energi.

#### 2.4.3. Derajat Ionisasi

Derajat ionisasi adalah suatu parameter penting sebagai acuan dalam pengklasifikasian plasma. Apapun cara untuk memproduksi plasma, yang sangat menentukan karakter plasma yang terbentuk adalah derajat ionisasinya:

$$\alpha_i = n/(n_0 + n) \quad (2.2)$$

dengan  $n$  adalah densitas partikel bermuatan,  $n_0$  merupakan densitas partikel netral.

Untuk derajat ionisasi yang lebih kecil dari  $10^{-4}$ , diklasifikasikan sebagai gas terionisasi rendah. Di atas harga batas ini, gas dapat dianggap sebagai gas terionisasi tinggi.

Dalam gas terionisasi rendah, interaksi antara partikel adalah interaksi binaire. Kadang-kadang karena rendahnya densitas partikel-partikel bermuatan dibandingkan partikel-partikel netral, tumbukan antara partikel bermuatan sering dapat diabaikan. Dinamika partikel-partikel bermuatan ditentukan oleh tumbukan antara elektron-partikel netral dan ion-partikel netral. Selain itu, akibat dari perbedaan massa antara sebuah elektron dan partikel netral, tumbukan antara elektron dengan sebuah partikel netral tanpa pertukaran energi yang cukup berarti sebagai hasilnya hanya arah gerak elektron saja yang berubah. Jadi, dapat disebutkan bahwa elektron-elektron mempunyai suatu temperatur kesetimbangan antar sesamanya yakni temperatur elektron  $T_e$ , yang lainnya ion-ion dan partikel-partikel netral dengan massa yang hampir sama mempunyai suatu temperatur kesetimbangan yang lain pula  $T_0=T_i$ .

Dalam gas yang terionisasi tinggi interaksi-interaksi antara partikel-partikel memegang peranan sangat penting. Gerakan-gerakan elektron-elektron dan ion-ion terkendali dengan gaya coulomb menimbulkan efek-efek kolektif.

#### 2.4.4. Keseimbangan Muatan

Pembentukan muatan dan pengurangan muatan secara bebas dan bersamaan akan terjadi di dalam suatu gas yang terionisasi oleh lucutan listrik. Pada keadaan setimbang (steady state), jumlah elektron  $N_e$  dan ion  $N_i$  ditentukan oleh kesetimbangan antar kedua proses di atas. Di dalam gas yang terionisasi kerapatan muatan negatif dan positif cenderung sama, sehingga secara keseluruhan gas bermuatan netral. Gas yang terionisasi seperti ini disebut sebagai plasma, yang rapat muatannya dapat disajikan dalam persamaan berikut :

$$\rho \approx \rho_e + \rho_i \quad (2.3)$$

dengan  $\rho$  adalah rapat muatan plasma,  $\rho_e$  adalah rapat muatan negatif dan  $\rho_i$  adalah rapat muatan positif. Dalam keadaan setimbang maka  $\rho \approx 0$  sehingga  $\rho_e \approx -\rho_i$ . Jika rapat muatan elektron adalah muatan elektron dikalikan dengan densitas elektron ( $n_e$ ) dan rapat muatan positif adalah muatan ion positif dikalikan dengan densitas ion positif ( $n_i$ ) ( $\rho_e \approx e.n_e$  dan  $\rho_i \approx e.n_i$ ). Jika  $\rho \approx 0$  maka  $n_e \approx n_i$ , sehingga dalam kondisi plasma densitas elektron sama dengan densitas ion.

Kita akan bandingkan besarnya gaya pemulih dengan gaya gravitasi dan gaya tekanan. Kita asumsikan model sederhana; plasma yang tersusun oleh proton dan elektron dalam satu dimensi (*slab*).

Dengan menganggap densitas ion jauh lebih besar daripada densitas elektron, yaitu

$$(n_i - n_e) / n_e \approx 1\%$$

Densitas muatan

$$\rho = e(n_i - n_e) \approx 10^{-2} en_e \quad (2.4)$$

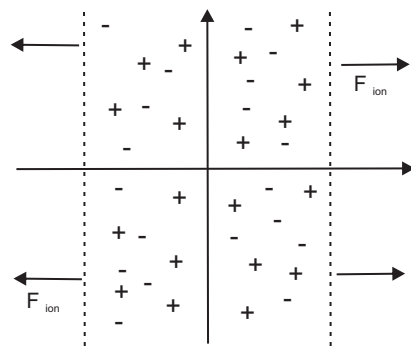
Dalam skala laboratorium

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.5)$$

Sepanjang

$$\frac{dE}{dx} = \frac{10^{-2} en_e}{\epsilon_0} \Rightarrow E(x) = \frac{10^{-2} en_e}{\epsilon_0} x \quad (2.6)$$

Dengan catatan bahwa  $E(x) \leq 0$  untuk  $x \leq 0$ : ion-ion terdorong ke luar dan elektron-elektron tertarik ke dalam.



Gambar 2.5. Gaya pemulih dari keadaan netral

Gaya pemulih berusaha menghilangkan batas dari muatan positif. Sekarang mari kita bandingkan besarnya gaya pemulih dengan gaya gravitasi (gaya gravitasi antara ion-ion dan elektron-elektron) dan gaya tekanan. Dengan mengasumsikan  $x \approx 1\text{m}$ ,  $T = 1\text{keV}$ ,  $n_e = 10^{19}\text{m}^{-3}$ ;

$$\frac{\text{gaya pemulih}}{\text{volume}} = \rho E = \frac{(10^{-2} en_e)^2}{\epsilon_0} x \approx 3 \cdot 10^7 \frac{N}{m^3} \quad (2.7)$$

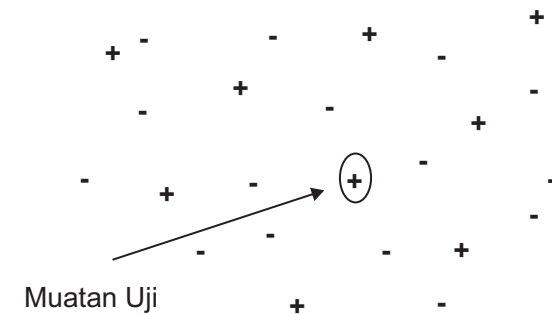
$$\frac{\text{gaya gravitasi}}{\text{volume}} \approx nmg \approx 10^7 \frac{N}{m^3} \ll \text{gaya pemulih} \quad (2.8)$$

$$\frac{\text{gaya tekanan}}{\text{volume}} = \frac{p}{x} = \frac{n_e T}{x} \approx \frac{10^{19} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^3}{1} = 1,6 \cdot 10^3 \frac{N}{m^3} \ll \text{gaya pemulih} \quad (2.9)$$

seperti yang ditunjukkan dalam persamaan di atas, gaya pemulih membawa plasma kembali dalam suatu keadaan yang mana sifat kenetralan adalah dominan, sehingga plasma tetap dalam keadaan normal. (lihat gambar 2.5). Ini adalah suatu contoh bahwa dinamika plasma diatur oleh elektromagnetik atau elektrostatik jarak jauh (*long-range interaction*)

### 2.5 Sifat Kolektif

Dalam plasma terjadi sifat kolektif dimana secara keseluruhan muatan dalam plasma menjadi nol. Pada kondisi plasma netral ini besarnya muatan ion sama dengan muatan elektron atau  $(n_i q_i - n_e e) = 0$  dengan  $n_i$  merupakan densitas ion dan  $n_e$  adalah densitas elektron. Sehingga densitas partikel bermuatan negatif (elektron) sama dengan densitas partikel yang bermuatan positif (ion positif). Keadaan ini merupakan keadaan rerata. Apabila kita dekatkan sebuah partikel tunggal maka keadaan netral akan berubah. Kita ambil ion dan letakkan dalam plasma. (Gambar 2.6)



Gambar 2.6. Partikel test (ion) dalam plasma

Dalam posisi muatan uji berada dalam Plasma, maka muatan uji tersebut akan dikelilingi oleh awan plasma. Muatan uji tersebut mendapatkan gaya potensial dari plasma tersebut. Potensial dari plasma tersebut mengikuti persamaan:

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \exp\left\{-\frac{r}{\lambda_D}\right\} \quad (2.10)$$

Dengan  $\phi(r)$  sebagai energi potensial  $r$  adalah jarak dan  $n$  densitas elektron dalam plasma sebagai fungsi jarak ( $r$ ) diberikan pada persamaan di bawah ini

$$\begin{aligned} n_e(r) &\approx n_{e0} \left\{ 1 + \frac{e\phi}{T} \right\} = n_{e0} \left( 1 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 T} \frac{1}{r} \exp\left\{-\frac{r}{\lambda_D}\right\} \right) \\ &= n_{e0} + \frac{n_{e0}}{3} g_p \frac{\lambda_D}{r} \exp\left\{-\frac{r}{\lambda_D}\right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

bentuk  $\frac{n_{e0}}{3} g_p \frac{\lambda_D}{r} \exp\left\{-\frac{r}{\lambda_D}\right\}$  adalah  $\delta n_e$  dengan  $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T / n_0 e^2}$  adalah

panjang Debye,  $g_p := N_D^{-1} \ll 1$  adalah parameter plasma dan  $N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_0$  adalah jumlah partikel di dalam bola Debye.

## 2.6 Panjang Debye

Secara kelistrikan bahwa suatu plasma disebut bermuatan netral itu hanya berlaku dari sudut pandang makroskopik, sesungguhnya secara mikroskopik partikel-partikel pembentuk plasma adalah partikel bermuatan dan mengalami gaya tolak dan tarik dari partikel-partikel di sekitarnya.

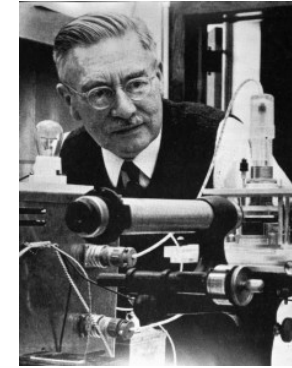
Untuk mendapatkan kenetralan muatan potensial setiap partikel harus terkungkung oleh partikel-partikel di sekitarnya secara bersama-sama. Jika kita pusatkan perhatian kita pada sebuah muatan uji di dalam suatu plasma misalkan saja sebuah muatan positif. Maka di sekitar muatan tersebut akan terjadi suatu potensial secara simetris di sekitar muatan pada jarak tertentu dan muatan positif tersebut merupakan pusat potensial. Sedangkan elektron-elektron akan merapat ke muatan uji. Ion-ion positif akan mengungkung muatan uji setelah elektron. Jari-jari dari pusat potensial (ion positif muatan uji) ke ion-ion positif yang mengungkung disebut dengan jari-jari Debye, yang ditunjukkan oleh persamaan berikut.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T}{n_0 e^2}} \quad (2.12)$$

$T$  berhubungan dengan pergerakan termal dalam keadaan normal dan  $n_0 e^2 / \epsilon_0$  berhubungan dengan potensial muatan ruang yang berusaha mengembalikan ke dalam keadaan normal. Panjang Debye dapat dipahami sebagai akibat kompetisi kedua efek tersebut. Bentuk  $\delta n_e$  menunjukkan positif, akan tetapi merupakan

pengganggu kecil: yang diharapkan bentangan elektron berkumpul disekitar muatan positif.

Peralatan eksperimen Debye dan foto Peter Debye (1884 - 1966) ditunjukkan pada gambar 2.7.



Gambar 2.7 Peralatan eksperimen Debye untuk daya tarik menarik antar ion dan teori ionisasi, Inset foto Peter Debye (1884 – 1966)

Suatu zat dalam kondisi Plasma akan dapat menunjukkan sifat kolektif apabila:

1. Terdapat cukup partikel ( $N_D$ ) dalam lingkungan Debye sehingga mereka dapat memberikan lingkupan Debye. Untuk jumlah partikel  $N_D$  cukup besar menurut persamaan (2.13) dibawah ini:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_0 \gg 1 \quad (2.13)$$

Persamaan ini dapat juga disebutkan dengan plasma parameter  $g_p$  yang mana

$$g_p = N_D^{-1} \ll 1 \quad (2.14)$$

2. Dimensi plasma  $L_{plasma}$  1. lebih besar daripada panjang Debye.

$$\lambda_D \ll L_{plasma} \quad (2.15)$$

Tabel 1 Perbandingan gas ideal dengan plasma.

Parameter	Gas Ideal	Plasma
Jarak inter partikel (rata - rata)	$n^{-1/3}$	$\frac{1}{n}$
Range interaksi	$\ll n^{1/3}$	$\sim \lambda_D \gg n^{1/3}$
$\frac{E_{kinetik}}{E_{potensial}}$	$\gg 1$	$= \frac{T}{e^2 / 4\pi\epsilon_0 n^{-1/3}} = 4\pi\lambda_D^2 n^{2/3}$ $= 4\pi \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{2/3} N_D^{2/3} \gg 1$

Jadi telah kita lihat bahwa panjang karakteristik untuk melindungi gangguan elektromagnetik pada plasma, yang pertama dan yang paling penting adalah adanya sifat kolektif. Akan tetapi hanya untuk gangguan yang sifatnya statik.

Berikut ini dapat diringkaskan parameter - parameter penting dalam plasma antara lain :

Pergerakan termal dari elektron  $v_{the} \sim \sqrt{\frac{T}{m_e}}$  (2.16)

Panjang karakteristik  $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T}{e^2 n}}$  (2.17)

Waktu karakteristik  $\tau = \frac{\lambda_D}{v_{th}} = \frac{\sqrt{\epsilon_0 T / e^2 n}}{\sqrt{T / m}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m}{e^2 n}}$  (2.18)

Frekuensi karakteristik  $\omega_p = \frac{1}{\tau} = \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon_0 m}}$  frekuensi plasma (2.19)

Sehingga kita peroleh densitas pengganggu

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial t^2} + \omega_p^2 \tilde{n} = 0 \quad (2.20)$$

### Soal - Soal

1. Jelaskan perkembangan kajian tentang plasma.
2. Jelaskan dengan beberapa contoh plasma yang terdapat di alam dan plasma buatan manusia untuk tujuan aplikasi dan penelitian
3. Uraikan bagaimana terbentuknya plasma, dan bedakan plasma dengan materi fase yang lain.  
Jelaskan pula bagaimana caranya kita menghasilkan plasma dari sejumlah es
4. Dari aspek temperatur, pada umumnya plasma dibagi atas 3 macam. Jelaskan ketiga macam plasma tersebut dan bedakan satu dengan yang lain. Untuk masing-masing plasma beri 3 contoh baik yang dapat ditemukan di alam maupun plasma buatan manusia
5. Uraikanlah apa yang dimaksud dengan bola Debye. Jelaskan pula tentang sifat kolektif dari plasma.
6. Jika panjang Debye  $\lambda_D$  temperatur plasma dengan densitas sebesar  $n_0$  sebesar T maka jabarkanlah bahwa panjang Debye mengikuti persamaan  $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T / e^2 n}$  dengan e adalah muatan elementer dan  $\epsilon_0$  adalah permitivitas vakum.
7. Dalam sebuah bola Debye terdapat  $N_D$  partikel, jika panjang Debye  $\lambda_D$  dan plasma mempunyai densitas sebesar  $n_0$  maka buktikanlah bahwa  $N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n_0$
8. Sebuah parameter penting dalam plasma adalah waktu karakteristik  $\tau$  yang terkait dengan osilasi dalam plasma sehingga dalam plasma juga dikenal frekuensi karakteristik. Untuk kedua parameter penting plasma tersebut buktikanlah bahwa  $\tau = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m}{e^2 n}}$  dengan m adalah massa partikel dalam plasma, n densitas plasma, e adalah muatan elementer dan  $\epsilon_0$  permitivitas vakum. Dari waktu karakteristik tersebut carilah frekuensi karakteristik plasma.
9. Dalam sebuah Plasma terdapat muatan uji. Muatan tersebut akan dikelilingi oleh awan plasma sehingga memiliki energi potensial dari plasma tersebut. Buktikan bahwa potensial sebagai fungsi jarak  $\phi(r)$  dari

plasma  $\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left\{-\frac{r}{\lambda_D}\right\}$ , dengan r adalah jarak dan n densitas

# BAB 3

## Ionisasi, Rekombinasi dan Tumbukan Dalam Pembentukan Plasma

### 3.1. Pengantar

Ionisasi didefinisikan sebagai proses terlepasnya elektron suatu atom atau molekul dari ikatannya. Energi yang dibutuhkan untuk melepas satu atau lebih elektron dari orbitnya pada sebuah atom atau molekul dapat didefinisikan sebagai energi ionisasi  $E_i$ . Besarnya energi ionisasi dinyatakan dalam satuan elektron-volt (eV). Ion adalah atom atau molekul yang memiliki jumlah elektron yang tidak sama dengan jumlah protonnya, sehingga atom atau molekul tersebut bermuatan listrik. Atom atau molekul yang memiliki kelebihan muatan positif dinamakan ion positif sedangkan atom atau molekul yang memiliki kelebihan muatan negatif dinamakan ion negatif. Plasma dapat terbentuk karena adanya ionisasi partikel-partikel gas.

Apabila atom atau molekul pada gas menyerap energi yang cukup maka dapat menyebabkan elektron lepas dari atom atau molekul tersebut. Atom atau molekul tersebut menjadi bermuatan atau disebut juga terionisasi. Hasil ionisasi adalah sebuah elektron dan ion bermuatan positif. Ion positif dapat kehilangan elektron-elektron yang lainnya sehingga menjadi muatannya menjadi lebih positif. Muatan ion positif dapat diberikan dengan  $(+Ne)$ , dengan  $e$  adalah muatan elektron dan  $N$  adalah bilangan bulat.

Dalam pembentukan plasma, ionisasi terhadap atom atau molekul gas netral merupakan peristiwa yang sangat mendasar. Terdapat berbagai peristiwa yang memungkinkan terjadinya ionisasi antara lain, ionisasi karena tumbukan baik elastis maupun non elastis. Ionisasi akibat suatu mekanisme foto-absorpsi juga disebut fotoionisasi, ionisasi karena penyinaran oleh sinar-x, radiasi nuklir, dan radiasi sinar kosmis.

### 3.2. Ionisasi Akibat Proses Penyerapan Radiasi (Fotoionisasi)

Atom tereksitasi dapat mengemisikan foton, dengan atom yang berada pada level energi tinggi berpindah ke level energi yang lebih rendah. Proses kebalikannya dapat juga terjadi apabila sebuah atom menyerap foton yang datang dan memindahkan elektron ke level energi yang lebih tinggi. Foton dapat menyebabkan eksitasi pada atom apabila energi foton tersebut lebih besar atau minimal sama dengan energi eksitasi terendah dari atom tersebut. Eksitasi atau ionisasi terjadi apabila

$$h\nu \geq W_e \quad (3.1)$$

$$\lambda \leq \frac{ch}{W_e} \quad \text{untuk eksitasi dan} \quad (3.2)$$

$$\lambda \leq \frac{ch}{E_i} \quad \text{untuk ionisasi} \quad (3.3)$$

dengan  $h$  adalah konstanta Plank,  $c$  adalah kecepatan cahaya,  $\lambda$  adalah panjang gelombang foton,  $W_e$  adalah energi eksitasi dari atom dan  $E_i$  adalah energi ionisasi dari atom. Persamaan tersebut memungkinkan untuk menghitung panjang gelombang yang dapat digunakan untuk menyebabkan ionisasi pada atom atau molekul. Pada level energi yang lebih tinggi, panjang gelombang yang lebih pendek dibutuhkan agar dapat menyebabkan ionisasi. Panjang gelombang terpanjang yang dapat menyebabkan ionisasi dapat dihitung dengan menggunakan energi ionisasi terendah dari atom, yaitu energi ionisasi atom *cesium* yang mempunyai energi ionisasi 3,87 eV. Sehingga panjang gelombang terpanjang yang dapat menyebabkan fotoionisasi adalah  $\lambda_{\text{maks}} = 3198 \text{ \AA}$ . Panjang gelombang tersebut terdapat pada daerah ultraviolet dari spektrum gelombang elektromagnetik. Sehingga ionisasi langsung pada sembarang gas dari cahaya tampak tidak semuanya dimungkinkan.

Apabila energi foton  $h\nu$  lebih besar daripada energi eksitasi dari suatu atom  $W_e$ , maka energi sisanya dapat diemisikan sebagai foton dengan memenuhi kondisi sebagai berikut:

$$h(\nu_1 - \nu_2) = W_e \quad (3.4)$$

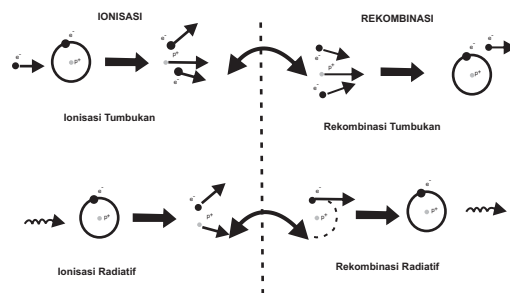
dengan  $\nu_1$  frekuensi foton datang dan  $\nu_2$  adalah frekuensi foton yang diemisikan. Kemungkinan lain adalah energi sisa dapat digunakan sebagai energi kinetik dari atom yang tereksitasi. Pada kasus ionisasi penyerapan foton, kemungkinan ketiga dari energi yang tersisa dapat digunakan sebagai energi kinetik dari elektron yang dibebaskan, sehingga memberikan kecepatan awal elektron yang tinggi. Elektron-elektron yang dihasilkan dari radiasi disebut dengan fotoelektron.

Fotoionisasi tidak hanya terjadi akibat adanya radiasi dari luar, akan tetapi juga bisa disebabkan oleh radiasi yang diemisikan oleh atom atau molekul dalam gas itu sendiri. Emisi ini dapat diakibatkan oleh deeksitasi ataupun rekombinasi pada atom atau molekul pada gas tersebut. Foton yang diemisikan oleh atom yang kembali pada keadaan dasar dapat diserap oleh atom yang lain pada gas yang sama untuk bereksitasi. Hal yang sama mungkin saja terjadi apabila atom yang kedua kembali pada keadaan dasar, mengemisikan foton dengan panjang gelombang yang sama. Hal ini terjadi berulang-ulang sampai foton kehilangan *boundaries*. Keadaan tersebut disebut dengan *resonance radiation* dan sering terjadi pada gas-gas yang terionisasi.

### 3.3. Rekombinasi

Rekombinasi adalah peristiwa kebalikan dari peristiwa ionisasi, pada rekombinasi satu atau lebih elektron kembali bergabung dengan atom atau molekul yang kekurangan elektron (ion). Setelah terjadi penangkapan elektron oleh ion maka atom atau molekul tersebut akan kembali menjadi atom atau molekul netral. Di dalam plasma peristiwa ionisasi dan rekombinasi berlangsung dalam waktu yang sangat singkat dan bersamaan. Dengan perkataan lain bahwa di dalam plasma khususnya plasma non-thermik selalu terjadi suatu atom atau molekul akan kehilangan elektronnya dan sebaliknya di sisi lain juga ada ion-ion yang menangkap elektron sehingga berubah menjadi atom atau molekul netral. Seperti pada ionisasi rekombinasi pun dapat merupakan rekombinasi karena tumbukan dan rekombinasi radiatif. Artinya rekombinasi yang menangkap satu elektron atau lebih akan menghasilkan elektron baru dan rekombinasi radiatif berlangsung semua elektron yang ditangkap oleh ion akan menghasilkan energi sisa yang di emisikan dalam bentuk radiasi foton.

Ini adalah contoh tumbukan tak elastik. Gambar 3.1 menunjukkan mekanisme ionisasi dan rekombinasi yang paling penting. Kedua mekanisme ionisasi yang ditunjukkan pada gambar 3.1 terjadi secara alami.



Gambar 3.1 Proses utama ionisasi dan rekombinasi

Pada kasus plasma dalam laboratorium, tumbukan yang menyebabkan ionisasi merupakan mekanisme utama dalam pembentukan plasma. Meskipun terdapat radiasi UV kuat yang menghasilkan ionisasi radiasi. Untuk jenis densitas dari plasma dalam laboratorium maupun plasma di angkasa, dikenal juga rekombinasi tiga tubuh/ partikel (*three-body recombination*).

Penelitian-penelitian tentang rekombinasi ini telah dilakukan sejak tahun 60 an oleh Einar Hinnov and Joseph G. Hirschberg (1962). Penelitian ini telah mengukur tingkat rekombinasi dan karakteristik dari garis emisi dalam plasma helium dan hidrogen, dengan kepadatan elektron urutan  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  dan derajat ionisasi sekitar 50%. Dalam penelitian ini kerapatan elektron dan suhu plasma dapat diukur melalui pengukuran intensitas spektrum kontinu dan intensitas spektrum garis. Hasil yang diperoleh dalam penelitian dijelaskan melalui proses rekombinasi tiga-tubuh elektron-elektron-ion.

Jenis ionisasi dan rekombinasi yang lain juga dimungkinkan, misalnya rekombinasi pertukaran muatan ( $H^+ + H \rightarrow 2H$ ) dan rekombinasi disosiasi untuk sembarang molekul ( $e + (AB)^+ \rightarrow A + B$ ), akan tetapi biasanya proses tersebut diabaikan dibandingkan dengan proses pada gambar 3.1. Keseimbangan dari ionisasi tumbukan dan ionisasi radiasi dapat digunakan untuk menentukan karakteristik plasma.

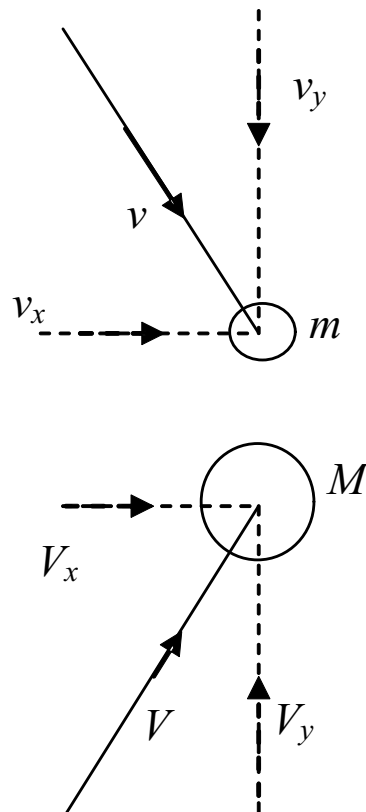
### 3.4. Tumbukan dan Ionisasi

Ketika sebuah partikel bermassa  $m$  (elektron, ion atau atom netral) bergerak dengan kecepatan  $v$  kemudian menumbuk sebuah atom bermassa  $M$ , akan terjadi pertukaran energi kinetik. Jika tidak terjadi eksitasi maupun ionisasi pada atom tersebut maka tumbukan yang terjadi adalah tumbukan elastis. Tumbukan tak elastis akan menyebabkan atom mengalami eksitasi atau ionisasi. Pengurangan energi kinetik akan terjadi pada partikel yang bertumbukan. Tumbukan tak elastis terjadi, artinya sebagian energi kinetik dari partikel yang bertumbukan akan diubah menjadi energi potensial bagi partikel yang ditumbuk dan partikel itu akan mengalami eksitasi atau bahkan ionisasi. Ketika sebuah partikel mendapatkan tambahan energi potensial maka akan mengubah tingkat energi, dan akan menyebabkan energi partikel tersebut naik ke tingkat energi yang lebih tinggi dari keadaan awalnya. Ketika suatu partikel kehilangan energi potensial, maka tingkat energi partikel akan berpindah pada tingkat energi yang lebih rendah. Atau secara umum dapat dikatakan, ketika sebagian energi kinetik diubah menjadi energi potensial, maka tumbukan yang terjadi adalah tumbukan tak elastis.

Hukum kekekalan momentum dan hukum konversi energi dapat digunakan untuk mendapatkan seberapa kecepatan dan energi partikel setelah terjadinya tumbukan, tentunya dengan mengetahui sifat tumbukan terlebih dahulu.

Diasumsikan bahwa partikel yang bertumbukan adalah berbentuk bola pejal, asumsi ini akan runtuh ketika memasukkan proses-proses yang terjadi pada atom. satu hal yang perlu diperhatikan bahwa kecepatan partikel yang bertumbukan harus jauh lebih kecil dari kecepatan cahaya, sehingga efek relativistik dapat diabaikan dan hanya menggunakan hukum-hukum mekanika klasik Newton, penelusuran mengenai tumbukan akan lebih dalam lagi ketika menggunakan mekanika kuantum.

Seperti yang terlihat pada gambar 3.2, dua buah partikel yang masing-masing bermassa  $m$  dan  $M$  bertumbukan dengan membentuk sudut tertentu dengan vektor kecepatannya adalah  $\mathbf{v}$  dan  $\mathbf{V}$ , sehingga komponen vektor kecepatan ini akan memberikan arah yaitu pada garis tegak lurus yang bertemu pada pusat yaitu sumbu  $y$  dan sumbu  $x$ . Kecepatan  $v_x$  dan  $V_x$  tidak akan berubah oleh pengaruh tumbukan, sehingga  $v_y$  dan  $V_y$  yang kemudian akan digunakan untuk perhitungan.



Gambar 3.2 Dua buah partikel sebelum bertumbukan

Misalkan  $v_1$  adalah kecepatan akhir partikel  $m$  dalam arah  $y$  dan keadaan awal partikel  $M$  adalah diam, maka untuk tumbukan elastis sempurna dapat dituliskan bahwa:

$$v_1 = \frac{m - M}{m + M} v \tag{3.5}$$

Jika tumbukan adalah tumbukan tak elastis, energi maksimum yang diberikan pada atom gas yang bermassa  $M$  yang awalnya diam dapat pula diturunkan dengan menggunakan hukum kekekalan momentum dan energi. Persamaan akan menjadi:

$$m \cdot v + M \cdot V = m v_1 + m \cdot V_1 \tag{3.6}$$

Karena telah diasumsikan bahwa keadaan awal partikel  $M$  adalah diam, maka persamaan di atas akan berubah menjadi

$$m \cdot v = m \cdot v_1 + M \cdot V_1 \tag{3.7}$$

Komponen kecepatan yang kita bahas adalah komponen yang mengarah ke sumbu  $y$  atau sumbu yang terbentuk dari arah kecepatan kedua partikel yang berhimpit, sedangkan untuk sumbu  $x$  tidak dibahas karena seperti pada penjelasan yang sebelumnya yaitu tidak akan terjadi perubahan pada sumbu  $x$ .

Hukum kekekalan energi yang terjadi pada saat tumbukan adalah sebagai berikut:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_1^2 + \frac{1}{2} M V_1^2 + W_p \tag{3.8}$$

Dengan  $W_p$  adalah besarnya energi kinetik yang berubah menjadi energi potensial, atau penambahan energi potensial pada partikel. Dengan mengeliminasi persamaan 3.8 dengan menggunakan persamaan 3.7, maka diperoleh:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_1^2 + \frac{1}{2} \frac{m^2}{M} (v - v_1)^2 + W_p \tag{3.9}$$

Untuk mendapatkan nilai maksimum dari  $W_p$  dapat dilakukan dengan menurunkan persamaan  $W_p$  terhadap  $v_1$  karena  $v_1$  merupakan variabel bebas, dan didapatkan persamaan sebagai berikut:

$$\frac{dW_p}{dv_1} = \frac{m}{M} [m v - (m + M) v_1] \tag{3.10}$$

Untuk nilai maksimum  $W_p$  didapatkan ketika hasil diferensiasi bernilai nol, sehingga didapatkan persamaan:



$$mv = (m + M)v_1 \quad (3.11)$$

atau

$$\frac{v_1}{v} = \frac{m}{m + M} \quad (3.12)$$

Hal ini berarti bahwa pertambahan energi potensial maksimal terjadi ketika perbandingan antara kecepatan akhir dengan kecepatan awal partikel sama dengan perbandingan massa partikel dengan massa total kedua partikel. Jika massa kedua partikel sama maka akan didapatkan bahwa  $v_1 = \frac{1}{2}v$  dan berdasar persamaan 3.7 akan diperoleh pula  $V_1 = v_1$ . Ketika partikel yang datang adalah elektron dengan  $m \ll M$  maka kecepatan akhirnya akan mendekati:

$$v_1 = \frac{m}{M}v \quad (3.13)$$

Untuk elektron sebagai partikel yang menumbuk, maka  $v_1$  akan jauh lebih kecil dari kecepatan awal elektron, artinya elektron akan kehilangan hampir semua energi kinetiknya. Salah satu contoh peristiwa partikel-partikel di alam yang memberikan fenomena secara makroskopik adalah aurora. Sebuah aurora adalah munculnya cahaya alami di langit. Aurora sering terjadi di daerah kutub, yang disebabkan oleh tumbukan partikel bermuatan yang dipengaruhi oleh medan magnet bumi (lihat gambar 3.3)



Gambar 3.3 Pola lingkaran simetri yang ditunjukkan oleh foto aurora  
(Courtesy: <http://www.geo.mtu.edu/weather/aurora/>)

Secara mikroskopik dua buah partikel yang bertumbukan, energi kinetik partikel yang menumbuk diubah menjadi energi potensial, nilai maksimumnya akan mengikuti persamaan:

$$W_{p(maks)} = \frac{M}{m + M} \frac{mv^2}{2} \quad (3.14)$$

Ketika kedua partikel memiliki massa yang sama maka energi yang diubah maksimum adalah setengah dari besarnya energi mula-mula, artinya partikel penumbuk tidak akan kehilangan energi lebih dari setengah energi awalnya, namun pada kenyataannya energi kinetik yang hilang adalah tiga perempat dan energi kinetik sisa sebesar seperempat, karena  $v_1 = \frac{1}{2}v$ . Seperempatnya lagi akan berubah menjadi energi kinetik dari partikel kedua, yang mana memiliki kecepatan setelah tumbukan sebesar  $V_1 = v_1$ . Setelah terjadi tumbukan kedua partikel akan meninggalkan pusat tumbukan dengan energikinetik atau dan kecepatan yang sama. Ketika partikel yang menumbuk adalah elektron  $m \ll M$  maka :

$$W_{p(maks)} = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3.15)$$

Hal ini berarti bahwa elektron akan kehilangan seluruh energi kinetiknya dan berubah menjadi energi potensial dari atom yang ditumbuknya.

Fisika kuantum menyebutkan bahwa atom hanya dapat menyerap energi yang besarnya tertentu atau bersifat diskrit. Jika  $W_p$  besarnya lebih kecil dari energi yang dibutuhkan untuk eksitasi pertama maka, tumbukan akan bersifat elastis karena energi sebesar  $W_p$  tidak akan diserap oleh atom. Sebaliknya jika  $W_p$  bernilai lebih besar dari energi yang dibutuhkan untuk eksitasi pertama tetapi lebih kecil untuk eksitasi berikutnya, maka energi yang diserap atom hanya sebesar energi untuk eksitasi pertama. Kesimpulannya, agar elektron dapat mengionisasi sebuah atom, maka elektron tersebut harus memiliki energi kinetik sekurang-kurangnya sama dengan energi ionisasi dari atom tersebut.

Ionisasi akibat tumbukan dapat terjadi pada tumbukan antara elektron dengan atom, elektron dengan molekul, atom dengan atom, atom dengan molekul, dan molekul dengan molekul. Tumbukan ini dapat terjadi pada keadaan netral, tereksitasi, radikal, maupun terionisasi. Jika elektron berfungsi sebagai partikel penumbuk maka elektron tersebut harus mempunyai energi kinetik yang lebih besar atau minimal sama dengan energi ionisasi dari atom atau molekul yang ditumbuk. Secara matematis hal ini dapat dituliskan dengan:

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq E_i \quad (3.16)$$

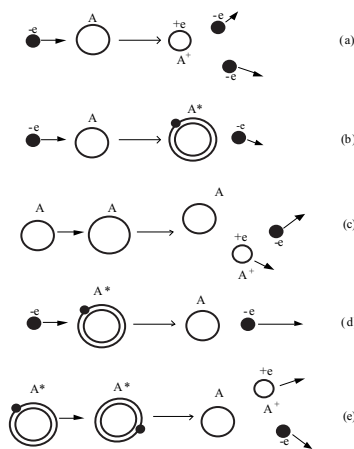
dengan  $m$  adalah massa elektron,  $v$  adalah kecepatan elektron dan  $E_i$  adalah energi ionisasi atom atau molekul yang tertumbuk.

Tumbukan berdasarkan perubahannya dapat dibagi menjadi dua yaitu tumbukan orde pertama dan tumbukan orde kedua. Tumbukan yang menghasilkan ionisasi akibat perubahan energi kinetik disebut dengan tumbukan orde pertama, sedangkan apabila partikel menerima energi kinetik untuk diubah menjadi energi potensial yang kemudian dapat menghasilkan ionisasi disebut dengan tumbukan orde kedua. Gambar 3.4 menunjukkan ilustrasi tumbukan orde pertama dan tumbukan orde kedua. Tumbukan elektron dan atom menghasilkan atom tereksitasi dan elektron bebas (a), kemungkinan lain tumbukan elektron dengan atom adalah menghasilkan atom tereksitasi atau radikal bebas (b). Tumbukan antar atom dapat menghasilkan salah satu atom tereksitasi dan elektron bebas (c). Apabila elektron menumbuk atom tereksitasi, hasilnya adalah atom netral dan elektron dengan kecepatan yang lebih tinggi dari pada sebelum tumbukan (d). Sedangkan apabila molekul-molekul tereksitasi saling bertumbukan, energi potensial dapat berubah untuk menghasilkan ionisasi salah satu dari molekul tersebut (e).

Atom tereksitasi dapat kehilangan energi potensial setelah mengalami tumbukan dengan atom sejenis, energi potensial tersebut berpindah ke atom kedua menjadi energi kinetik maupun energi potensial. Proses tersebut dapat dituliskan sebagai berikut

$$A_1^* + A_{2s} = A_1 + A_{2f} \quad \text{atau} \quad A_1^* + A_2 = A_1 + A_2^* \quad (R.1)$$

subscripts  $s$  menunjukkan atom lambat sedangkan  $f$  menunjukkan atom cepat. Superscripts  $*$  menunjukkan atom dalam keadaan tereksitasi. Proses kedua pada (R.1) disebut dengan transfer energi eksitasi.



Gambar 3.4 Ilustrasi beberapa tumbukan orde pertama (a,b dan c) dan tumbukan orde kedua (d,e)

Pada gas campuran yang terdapat lebih dari sebuah atom, proses yang mungkin terjadi akibat tumbukan antar atom adalah sebagai berikut:

$$A^* + B_s = A + B_f \quad \text{Tumbukan tidak elastik} \quad (R.2)$$

$$A^* + B = A + B^* \quad \text{Transfer eksitasi} \quad (R.3)$$

$$A^* + B^* = A + B_f^+ + e \quad \text{Ionisasi orde kedua} \quad (R.4)$$

$$A^+ + B = A + B^+ \quad \text{Transfer muatan} \quad (R.5)$$

$$A^* + B = A + B^+ + e \quad \text{Efek penning} \quad (R.6)$$

Pada gas molekuler terdapat level energi yang sangat rendah. Level energi tersebut mampu untuk menyerap energi kinetik dari partikel yang datang tanpa memindahkan elektron ke level yang lebih tinggi. Level energi tersebut berhubungan dengan pergerakan relatif atom-atom penyusun molekul. Pada diatomik molekul, atom-atom penyusunnya bergerak menjauh dan mendekat dengan periode tertentu. Pergerakan vibrasional ini membutuhkan energi yang sangat rendah, yang dikenal dengan energi vibrasional molekular. Selain itu atom-atom pada molekul juga bergerak memutar mengelilingi sumbu, energi potensial yang berhubungan dengan pergerakan ini adalah energi spin molekular. Atom-atom pada molekul juga bergerak mengelilingi pusat massa dari molekul tersebut, energi yang dibutuhkan untuk melakukan pergerakan ini adalah energi rotasional molekular.

Ionisasi akibat tumbukan juga dipengaruhi oleh densitas gas. Pengaruh densitas ini menentukan jarak jalan bebas rata-rata. Jarak jalan bebas rata-rata ini akan sangat menentukan jenis tumbukan elektron dengan atom/molekul gas.

Setiap molekul gas saling bertumbukan antara satu dengan yang lainnya. Apabila kita mengabaikan pengaruh gravitasi dan pengaruh medan listrik dari partikel yang bermuatan, molekul dapat dianggap bergerak dalam garis lurus diantara dua tumbukan berturut-turut. Jarak melintang partikel diantara dua tumbukan berturut-turut disebut dengan jarak jalan bebas (*free path*). Tentu saja jarak jalan bebas merupakan besaran random yang harga rata-ratanya bergantung pada konsentrasi atom atau densitas gas. Kita asumsikan molekul berbentuk bola padat dengan diameter yang jauh lebih kecil dari pada jarak antar molekul. Salah satu molekul menempuh jarak yang lebih jauh sebelum mengalami dua tumbukan berturut-turut, sedangkan molekul yang lain menempuh jarak yang lebih pendek sebelum akhirnya saling bertumbukan. Nilai jarak jalan bebas tiap-tiap molekul atau partikel berbeda, akan tetapi terdistribusikan mendekati harga rata-rata, yang biasa disebut dengan jarak jalan bebas rata-rata (*mean free path*).

Untuk menentukan nilai jarak jalan bebas rata-rata  $\bar{\lambda}$  kita asumsikan terdapat gas stasioner atau molekul bergerak dengan kecepatan yang sangat lambat dengan jari-jari  $r_1$ . Kemudian pada gas tersebut dikenakan partikel cahaya berjari-jari  $r_2$  dengan kecepatan yang lebih tinggi. Densitas partikel cahaya akan

berkurang setelah bertumbukan dengan molekul-molekul gas karena terhamburkan. Jumlah partikel yang terhamburkan sebanding dengan tumbukan yang terjadi pada kedua partikel. Apabila kita ambil lapisan gas dengan ketebalan yang sangat tipis, maka penampang lintang tumbukan efektifnya adalah

$$\pi(r_1 + r_2)^2 \tag{3.17}$$

dan pada satu satuan luas penampang lintang tumbukan efektifnya menjadi

$$N\pi(r_1 + r_2)^2 \tag{3.18}$$

Dengan N adalah densitas molekul gas. Jarak jalan bebas rata-rata molekul dinyatakan dengan

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\pi(r_1 + r_2)^2 N} \tag{3.19}$$

Apabila yang digunakan sebagai partikel penumbuk adalah molekul dari gas yang sama maka  $r_1 = r_2 = r$  sehingga persamaan (3.19) menjadi

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\pi r^2 N} \tag{3.20}$$

Pada kondisi lain jika partikel penumbuk adalah elektron yang dengan jari-jari yang jauh lebih kecil dari molekul ( $r_1 \gg r_2$ ) persamaan (3.19) menjadi

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{\pi r_1^2 N} \tag{3.21}$$

Pada kondisi tersebut dianggap bahwa kecepatan partikel datang jauh lebih besar dari pada molekul gas. Akan tetapi jika kecepatannya hampir sama

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \tag{3.22}$$

Sehingga dimungkinkan untuk menghitung jarak jalan bebas rata-rata untuk masing-masing gas. Pada kondisi ini  $v_1 = v_2$ ,  $v = \sqrt{2}v_1$

$$\bar{\lambda}_g = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r_1^2 N} \tag{3.23}$$

Tabel 3.1 Menyatakan nilai jarak jalan bebas rata-rata ( $\bar{\lambda}_g$ ), rata-rata kecepatan (v) dan frekuensi tumbukan ( $\nu_c$ ) dari beberapa molekul gas.

Tabel 3.1 Nilai dari jarak jalan bebas rata-rata ( $\bar{\lambda}_g$ ), rata-rata kecepatan (v) dan frekuensi tumbukan ( $\nu_c$ ) dari beberapa molekul gas. Dihitung dengan menggunakan teori kinetik gas pada suhu 288 K dan tekanan 760 torr (Nasser,1971)

Gas	Berat Molekul	$\bar{\lambda}_g$ 10 <sup>-8</sup> m	v m/sec	$\nu_c$ 10 <sup>9</sup> sec <sup>-1</sup>	Diameter °
H <sub>2</sub>	2,016	11,77	1,740	14,8	2,74
He	4,002	18,62	1,230	6,6	2,18
H <sub>2</sub> O	18,000	4,18	580	13,9	4,60
Ne	20,180	13,22	550	4,2	2,59
N <sub>2</sub>	28,020	6,28	467	7,4	3,75
O <sub>2</sub>	32,000	6,79	437	6,4	3,61
Ar	39,940	6,66	391	5,9	3,64
CO <sub>2</sub>	44,000	4,19	372	8,8	4,59
Kr	82,900	5,12	271	5,3	4,16
Xe	130,200	3,76	217	5,8	4,85

### 3.5. Tampang Lintang Tumbukan

Mengacu pada tumbukan antara dua buah partikel A dan B (gambar 3.5). Partikel B adalah target yang diam, sedangkan partikel A adalah proyektil yang datang dengan arah sumbu z. Rapat partikel datang dinyatakan dengan  $J_{in}$ . Jumlah partikel yang terlempar keluar per satuan waktu per satuan sudut ruang dalam arah  $(\theta, \phi)$  dinyatakan dalam  $J_{out}(\theta, \phi)$ . besarnya nilai  $J_{out}$  sebanding dengan fluks partikel datang  $J_{in}$ . Dapat dituliskan konstanta kesebandingan  $q(\theta, \phi)$

$$q(\theta, \phi) = \frac{J_{out}(\theta, \phi)}{J_{in}} \tag{3.24}$$

Inilah definisi dari tampang lintang diferensial untuk tumbukan. Integral tampang lintang dapat dituliskan sebagai berikut:

$$\sigma = q(\theta, \phi) d\Omega \tag{3.25}$$

Dengan  $\Omega$  adalah sudut ruang dan  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$

Frekuensi tumbukan dapat dituliskan sebagai:

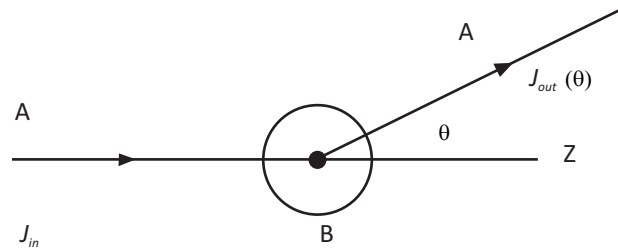
$$\nu_{coll} = \int J_{out}(\theta, \phi) d\Omega \tag{3.26}$$

Dengan menggunakan persamaan 3.24 dan 3.25  $v_{coll}$  dapat dibentuk sebagai berikut:

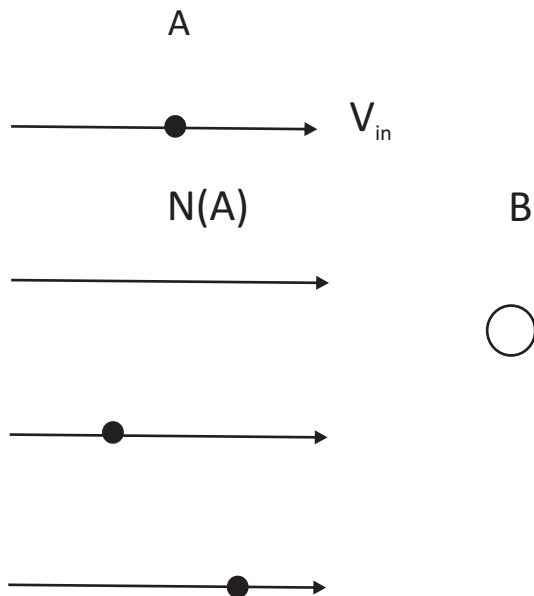
$$v_{coll} = J_{in} \sigma \tag{3.27}$$

Dengan berkas partikel A dengan kecepatan tetap  $v_{in}$  bertumbukan dengan partikel B seperti terlihat pada gambar 3.6 fluks partikel datang dapat dituliskan sebagai berikut:

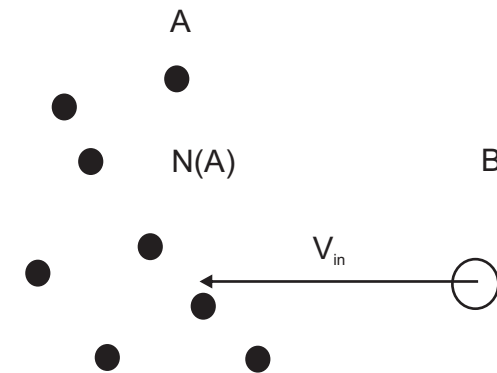
$$J_{in} = N v_{in} \tag{3.28}$$



Gambar 3.5 sistem tumbukan untuk mendefinisikanampang lintang



Gambar 3.6 Berkas partikel A yang menumbuk target partikel B yang diam



Gambar 3.7 Sebuah partikel B menumbuk kelompok partikel A yang diam.

Dengan  $N$  adalah densitas partikel A, dalam kasus ini (gambar 3.7) persamaan 3.27 dapat kembali dituliskan sebagai:

$$v_{coll} = N v_{in} \sigma \tag{3.29}$$

Ketika kasus dibalik, yaitu partikel B yang datang pada sekelompok partikel A yang diam. Densitas partikel A adalah  $N$  dan frekuensi untuk B menumbuk partikel A diberikan oleh persamaan 3.29. jumlah tumbukan tiap satuan panjang untuk partikel B dapat ditunjukkan sebagai berikut:

$$\xi = v_{coll} \times \frac{1}{v_{in}} = N \sigma \tag{3.30}$$

Jarak bebas rata-rata untuk partikel B bergerak dalam kelompok partikel A dapat dihitung dengan persamaan berikut:

$$\lambda_{mfp} = \frac{1}{\xi} = \frac{1}{N \sigma} \tag{3.31}$$

Rata-rata waktu tumbukan, berdasarkan frekuensi tumbukan adalah:

$$\tau_{coll} = \frac{1}{v_{coll}} = \frac{1}{N v_{in} \sigma} \tag{3.32}$$

Waktu rata-rata tumbukan adalah besaran yang banyak digunakan, ketika membicarakan momentum sebagai proses yang dinamik (misalnya kasus transfer partikel). Waktu rata-rata tumbukan juga dapat digunakan untuk memperkirakan besarnya waktu sebuah partikel dalam keadaan tereksitasi. Pada umumnya pada saat berada pada keadaan tereksitasi akan meluruh dan mengemisikan radiasi elektromagnetik. Tetapi apabila waktu rata-rata tumbukan lebih kecil dari waktu hidup radiasi pada keadaan tersebut, maka keadaan meluruh dan akan menumbuk partikel yang lain. Kasus ini ditunjukkan dalam gambar 3.7 dan  $N$  dalam persamaan 3.32 adalah densitas dari partikel yang bertumbukan.

Seperti pada bahasan sebelumnya mengenai jenis proses tumbukan (eksitasi, ionisasi, disosiasi). Didapatkan definisi yang sama mengenaiampang lintang dari bermacam proses di atas. Yaitu seperti yang tertulis pada (3.24) kita dapatkan:

$$q_s(\theta, \phi) = \frac{J_{out,s}(\theta, \phi)}{J_{in}} \quad (3.33)$$

Tanda  $s$  pada subscript menunjukkan jenis tumbukan dan  $J_{out,s}$  jumlah partikel yang keluar setelah proses tumbukan  $s$ . persamaan 3.25 dapat digantikan dengan persamaan berikut:

$$\sigma_s = \int q_s(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.34)$$

Ketika kita tidak terlalu memperhatikan detail dari tumbukan, maka didapatkanampang lintang hamburan total,  $\sigma_{tot}$ , adalah nilai yang digunakan, sesuai dengan persamaan :

$$\sigma_{tot} = \sum_s \sigma_s \quad (3.35)$$

Tampang lintang ini secara sederhana adalah ukuran dari kekuatan tumbukan (seberapa kuat, seberapa sering terjadinya tumbukan). Besaran yang telah dikenalkan di atas ( $v, \xi, \lambda, \tau$ ) dapat didefinisikan baik dalam  $\sigma_s$  maupun  $\sigma_{tot}$ .

Kadang-kadangampang lintang tumbukan dapat diartikan dengankebolehjadian terjadinya tumbukan. Dengan catatan, Kebolehjadian dengan nilai antara 0 dan 1 harus didefinisikan secara tepat. Berdasarkan berkas partikel B (kecepatan  $v$  dan intensitas  $I$ ) menerobos kumpulan partikel A (partikel diam dengan densitas  $N$ ). jumlah tumbukan antara partikel B dengan A pada jarak sebesar  $dx$  diberikan oleh  $dx/\lambda_{mfp}$ , dengan  $\lambda_{mfp}$  adalah jarak bebas rata-rata seperti pada persamaan (3.31). sebagai akibat dari tumbukan, berkas akan kehilangan intensitas sebesar  $(dx/\lambda_{mfp})I$ . atau dapat dituliskan sebagai berikut:

$$\frac{dI}{I} = -\frac{dx}{\lambda_{mfp}} \quad (3.36)$$

Tanda minus pada sisi kanan persamaan 3.36 mengindikasikan bahwa intensitas berkas akan berkurang seiring bertambahnya  $x$ . setelah menembusi pada jarak  $L$ , intensitas berkas akan menjadi:

$$I(L) = I_0 \exp\left(-\frac{L}{\lambda_{mfp}}\right) \quad (3.37)$$

Dengan  $I_0$  adalah intensitas saat  $x=0$ , dengan persamaan 3.31 kita peroleh:

$$I(L) = I_0 \exp(-N\sigma L) \quad (3.38)$$

Sebaliknya, intensitas berkas sisa setelah menembus sejauh  $L$  adalah

$$(1 - \exp(-N\sigma L))I_0 \quad (3.39)$$

Faktor pada  $I_0$  dapat disebut sebagai kebolehjadian tumbukan, sehingga,

$$P_{coll} = 1 - \exp(-N\sigma L) \quad (3.40)$$

Implikasi hubungan di atas adalah, jikaampang lintang itu besar, kita dapatkankebolehjadian tumbukan yang besar (hampir satu), tetapi hal ini tidak proposional antara kedua kuantitas.

Berdasarkan tumbukan (proses  $s$ ) antara kumpulan partikel B (dengan densitas  $N_B$ ) dan kelompok partikel A (dengan densitas partikel  $N_A$ ). dalam kasus partikel A diam sedangkan partikel B memiliki distribusi kecepatan  $f(v)$ , jumlah tumbukan tiap satuan waktu (kecepatan tumbukan) diberikan oleh persamaan:

$$R_s = N_A N_B \int v \sigma_s(v) f(v) dv \quad (3.41)$$

Dengan mengambil koefisien laju tumbukan adalah

$$k_s = \int v \sigma_s(v) f(v) dv \quad (3.42)$$

Didapatkan hubungan

$$R_s = N_A N_B k_s \quad (3.43)$$

Hal ini dapat diaplikasikan pada kasus reaksi kimia



Pada kasus ini kecepatan  $v$  adalah rata-rata kecepatan relatif antara A dan B. karena distribusi kecepatan bergantung dari temperature gas, koefisien reaksi

$k_{A+B \rightarrow C+D}$  adalah fungsi dari temperatur.

### 3.6. Keseimbangan Antara Ionisasi dan Rekombinasi Tumbukan

Kondisi keseimbangan antara ionisasi tumbukan dan rekombinasi radiatif dapat dituliskan dengan:

$$n_n \langle \sigma_{ion} v_e \rangle = n_e \langle \sigma_{rec} v_e \rangle \quad \text{atau} \quad \frac{n_e}{n_n} = \frac{\langle \sigma_{ion} v_e \rangle}{\langle \sigma_{rec} v_e \rangle} \quad (3.45)$$

Dengan  $\sigma_{ion}$  adalahampang lintang (keboleh jadian) terjadinya ionisasi dan  $\sigma_{rec}$  adalahampang lintang rekombinasi,  $v_e$  kecepatan elektron,  $n_e$  adalah densitas

elektron dan  $n_n$  adalah densitas atom atau molekul netral sedangkan  $n_i$  adalah densitas ion.

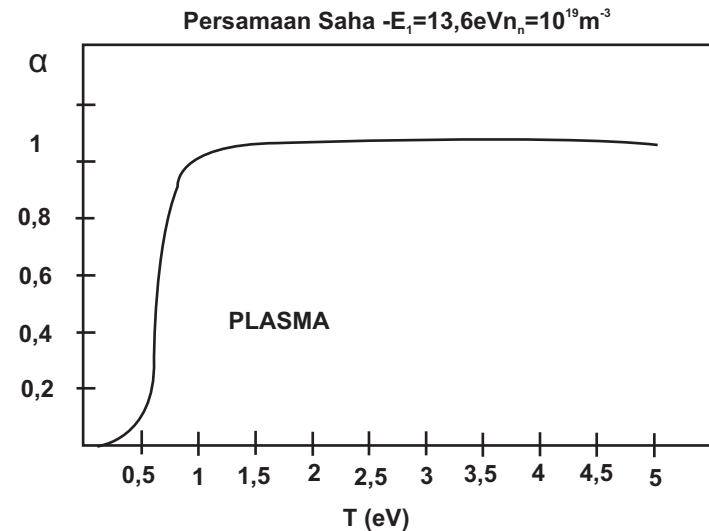
Rasio  $n_e/n_n$  disebut dengan derajat ionisasi (sering ditulis  $\alpha$ ). pada plasma  $n_e \approx n_i$  yang secara umum sebanding dengan temperatur pada plasma. Bentuk eksak untuk  $n_e/n_n$  tergantung pada asumsi yang kita gunakan untuk keseimbangan. Dengan mengasumsikan model yang paling sederhana, hidrogen: keseimbangan termodinamika total, yang mana semua spesies plasma yakni elektron dengan temperatur  $T_e$  ion dengan temperatur  $T_i$  dan atom atau molekul netral dengan temperatur  $T_n$  mempunyai karakteristik temperatur yang sama  $T = T_e = T_i = T_n \equiv T$  Temperatur ini sering disebut sebagai temperatur plasma. Ini hanya bisa terjadi pada gas yang derajat ionisasinya sangat-sangat tinggi dan suhu plasma juga sangat tinggi. Kondisi ini jarang terjadi pada plasma dingin dan termik tetapi dapat diperoleh pada plasma panas yang dihasilkan dalam reaktor plasma pengungkungan magnetik yang dibuat untuk menghasilkan fusi nuklir.

Dengan mengasumsikan bahwa terjadi plasma panas dan keseimbangan termodinamika total dengan demikian  $n_e \approx n_i$ . Dalam plasma dikenal suatu hukum distribusi baru yang tidak dikenal dalam gas, hukum distribusi ini disebut distribusi Saha. Hukum distribusi Saha menjelaskan tentang kesetimbangan antara ion dan elektron dalam plasma. Persamaan di bawah ini menunjukkan suatu pendekatan persamaan Saha dimana semua konstanta telah dijadikan koefien numerik.

$$\frac{n_e}{n_n} \approx 3.10^{27} \frac{T^{3/2} [eV]}{n_i [m^{-3}]} \exp\left\{-\frac{E_i}{T}\right\} \quad (3.46)$$

Dengan  $E_i$  adalah energi ionisasi. Tentang persamaan Saha ini akan dibahas lebih lengkap dalam bab 5.

Representasi bagus dari transisi kedalam keadaan plasma diberikan kuantitas  $n_e/(n_e + n_n)$ , yang disebut dengan derajat ionisasi relatif. gambar di bawah ini menunjukkan derajat ionisasi relatif untuk atom Hidrogen dengan energi ionisasi sebesar 13,6 eV dan densitas  $n_n = 10^{19} m^{-3}$  sebagai fungsi temperatur plasma.



Gambar 3.8 Derajat ionisasi relatif  $\alpha$  pada plasma Hidrogen dengan  $n_n = 10^{19} m^{-3}$

Transisi yang drastis pada persamaan Saha dapat kita asumsikan sebagai perubahan fase. Pada  $T > E_i$  ionisasi mendekati 100%. Kesetimbangan Saha dengan derajat ionisasi mendekati 1 dengan perkataan lain ionisasi terjadi ionisasi sempurna juga tidak terdapat pada plasma dingin dan plasma termik, keadaan ini hanya terjadi pada plasma untuk membangkitkan reaksi fusi nuklir baik kondisi laboratorium maupun secara alami yang terjadi di matahari dan bintang. Gambar 3.8 menunjukkan derajat ionisasi sebagai fungsi temperatur.

### 3.7. Ionisasi Kuat dan Ionisasi Lemah

Plasma yang terbentuk karena tumbukan antara partikel-partikel bermuatan dengan partikel-partikel netral lebih dominan, akan menjadikan plasma tersebut menjadi plasma terionisasi rendah. Sedangkan plasma terionisasi kuat tumbukan antara partikel-partikel bermuatan dengan partikel-partikel bermuatan lebih dominan. Pada plasma terionisasi kuat

$$n_i \sigma_{\text{Coulomb}} > n_n \sigma_{\text{ion}}, \lambda_{\text{mfp}}^{\text{Coulomb}} < \lambda_{\text{mfp}}^{\text{ion}} \quad (3.47)$$

Dengan  $\sigma_{\text{Coulomb}}$  adalah penampang lintang pada tumbukan Coulomb (gaya elektrostatis).

$$\sigma_{\text{Coulomb}} \approx \pi b^2 \quad (3.48)$$

Dengan  $b = e^2/4\pi\epsilon_0 T$  ('panjang Landau') adalah jarak yang mana energi elektrostatis sama dengan energi thermal. Perlu diperhatikan bahwa kita

harapkan panjang efektif untuk interaksi kolektif elektrostatik lebih besar dari pada  $b$ , oleh sebab itu penampang lintang lebih besar sehingga partikel tetap berinteraksi pada jarak yang lebih besar dari pada  $b$  karena kita masih di dalam bola Debye. Dengan memberikan  $\sigma_{ion} \approx \pi a_a^2$  untuk Hidrogen kita dapat menghitung derajat ionisasi di atas. Untuk plasma terionisasi kuat

$$\frac{n_e}{n_n} > \frac{\sigma_{ion}}{\sigma_{Coulomb}} \sim \frac{\pi a_0^2}{\pi b^2} = a_0^2 \left( \frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 T^2 \tag{3.49}$$

Seperti yang telah disebutkan sebelumnya, yang membedakan antara plasma terionisasi lemah dan terionisasi kuat ditinjau dari aspek tumbukan antar partikel adalah netral atau bermuatannya partikel tersebut. Jika lebih dominan tumbukan antara partikel-partikel bermuatan dengan partikel-partikel netral maka plasma tergolong pada terionisasi lemah.

Jika yang dominan adalah tumbukan antar partikel bermuatan, plasma jenis ini dapat digolongkan pada plasma terionisasi kuat. Lebih dalam lagi tumbukan antar partikel bermuatan akan dibahas dalam bab 4.

**Soal - Soal**

1. Jelaskan pentingnya peristiwa ionisasi dalam pembentukan plasma. Kaitkan penjelasan anda dengan definisi plasma yang telah dibahas pada bab sebelumnya.
2. Berikan penjelasan tentang fotoionisasi dan berikan contoh tentang peristiwa fotoionisasi tersebut
3. Biasanya fotoionisasi terjadi untuk penyerapan foton dari luar atom, jelaskan apa yang mungkin terjadi untuk penyerapan foton yang dipancarkan oleh atom atau molekul yang sama
4. Jelaskan apa yang dimaksud dengan rekombinasi
5. Jelaskan dengan melalui gambar peristiwa ionisasi dan rekombinasi
6. Jelaskanlah proses tumbukan yang mungkin terjadi pada gas campuran yang terdapat lebih dari sebuah atom, dan tuliskan reaksi yang terjadi
7. Jika nilai dari jarak jalan bebas rata-rata ( $\bar{\lambda}_g$ ), rata-rata kecepatan ( $v$ ) dan frekuensi tumbukan ( $\nu_c$ ) dari beberapa molekul gas. Dihitung dengan menggunakan teori kinetik gas pada suhu 288 K dan tekanan 1 atm, maka anda diminta menghitung kembali dan melakukan koreksi terhadap tabel dibawah ini

Gas	Berat Molekul	$\bar{\lambda}_g$ 10 <sup>-8</sup> m	v m/sec	$\nu_c$ 10 <sup>9</sup> sec <sup>-1</sup>	Diameter $\text{\AA}$
H <sub>2</sub>	2,016	10,77	1,740	14,8	2,74
He	4,002	18,62	1,230	6,6	2,18
H <sub>2</sub> O	18,000	8,18	580	13,9	4,60
Ne	20,180	18,22	550	4,2	2,59
N <sub>2</sub>	28,020	6,28	467	7,4	3,75

8. Terjadi tumbukan antara sekumpulan partikel B (dengan densitas  $N_B$ ) dan kelompok partikel A (dengan densitas partikel  $N_A$ ). dalam kasus partikel A diam sedangkan partikel B memiliki distribusi kecepatan  $f(v)$ . Tunjukkanlah bahwa jumlah tumbukan persatuan waktu mengikuti persamaan  $R_s =$

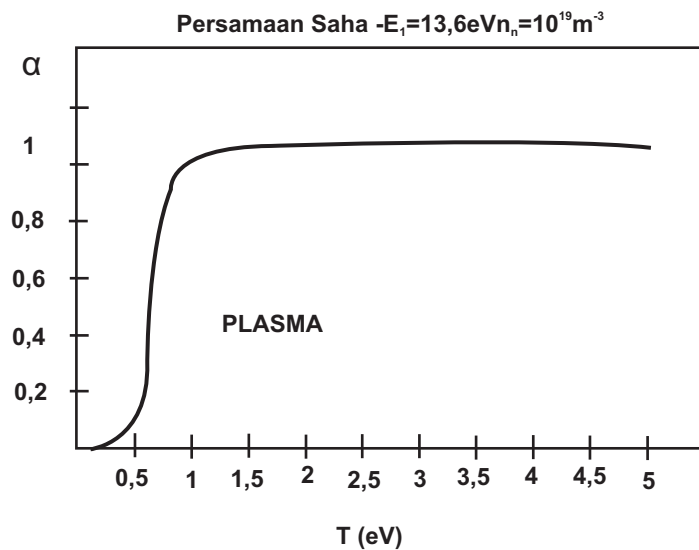
$N_A N_B k_s$ , dengan  $k_s$  adalah koefisien laju tumbukan.

Dalam sebuah plasma telah terjadi keseimbangan termodinamika total dengan demikian  $n_e \approx n_i$ . Persamaan Saha berlaku untuk jenis plasma tersebut. Jika semua konstanta telah dijadikan koefien numerik, maka persamaan Saha dapat diringkas menjadi:

$$\frac{n_e}{n_n} \approx 3.10^{27} \frac{T^{3/2} [eV]}{n_i [m^{-3}]} \exp\left\{-\frac{E_i}{T}\right\}$$

T adalah suhu

plasma dan n adalah densitas gas netral. Gunakan persamaan Saha untuk mengevaluasi grafik dibawah ini



Dengan mengambil misalkan derajat ionisasi relatif ( $\alpha$ ) tertentu, maka carilah temperatur plasma, pada plasma Hidrogen dengan  $n_n=10^{19} m^{-3}$

## BAB 4

# Tumbukan Partikel Bermuatan

### 4.1 Pendahuluan

Dalam bab-bab sebelumnya telah dijelaskan bahwa plasma adalah suatu medium yang sangat kompleks yang terdiri dari partikel-partikel yang satu dengan yang lain berbeda sifat fisis dan kimiawinya. Plasma mengandung antara lain : Atom-atom, molekul-molekul, atom atau molekul tereksitasi, radikal atom maupun molekul, ion-ion positif dan ion-ion negatif, serta elektron-elektron. Dalam bab sebelumnya juga telah dibahas tumbukan secara umum yang dapat menyebabkan terjadinya ionisasi.

Telah kita ketahui bahwa tumbukan antara elektron-elektron dan atom-atom dapat menghasilkan ionisasi, dengan  $\sigma_{ion} \sim \pi a_0^2 (a_0 \equiv \text{Jari - jari Bohr})$ .

Pada tumbukan tersebut range-nya sangat pendek, sekitar  $a_0$ . Pada energi yang cukup tinggi ( $T \geq 10keV$ ) inti atom dapat mengalami tumbukan dan menghasilkan reaksi fusi nuklir. Pada kasus ini range interaksinya juga sangat pendek, berorde ukuran inti, sekitar  $10^{-15} m$ . Kedua contoh tersebut adalah kasus tumbukan tak elastis. Bab ini akan difokuskan pada tumbukan antara partikel bermuatan, yang berada dalam keadaan plasma, dan mempertahankan keadaan plasma. Tumbukan partikel bermuatan adalah hasil dari gaya Coulomb range jauh dan dapat diasumsikan sebagai tumbukan elastis.

Tumbukan antar partikel bermuatan dapat dijelaskan sebagai interaksi antara dua partikel bermuatan. Ini hanya merupakan pendekatan, pada kenyataannya terjadi banyak tumbukan dalam bola Debye. Tumbukan-tumbukan lain untuk sementara diabaikan terlebih dahulu, karena diluar bola Debye.

Pada plasma dengan jumlah ion dan elektron yang lebih sedikit dibandingkan dengan atom netral masih dapat mengalami ionisasi kuat dengan mengalami lebih banyak tumbukan antara partikel-partikel bermuatan dibandingkan tumbukan dengan atom netral. Hal ini disebabkan karena



tumbukan Coulomb range jauh. Berdasarkan model sederhana yang kita ambil dari panjang Landau  $b$ , diberikan oleh persamaan:

$$b \sim \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 T} \quad (4.1)$$

tampang lintang tumbukan Coulomb dapat didekati dengan persamaan:

$$\sigma_{\text{Coulomb}} \sim \pi b^2 \sim \frac{10^{-17}}{T_{[\text{eV}]}} [\text{m}^2] \quad (4.2)$$

Untuk kasus tumbukan banyak (*multiple collisions*), karena sudut difleksi kecil maka pada kenyataannya tampang lintang Coulomb:

$$\sigma_{\text{Coulomb}} \gg \pi b^2$$

Agar dapat menghitung tampang lintang tumbukan efektif atau frekuensi tumbukan untuk berbagai proses dalam keadaan plasma, terlebih dahulu perlu dibahas secara mendalam mengenai, antara lain:

- Laju transfer energi
- Laju transfer momentum
- Resistivitas plasma
- Laju difusi

#### 4.2 Dua Partikel Berinteraksi Dengan Potensial Coulomb

Dua partikel bermuatan dengan muatan masing-masing  $q_1$  dan  $q_2$  dan massa masing-masing  $m_1$  dan  $m_2$  pada awalnya sebelum terjadi tumbukan mempunyai kecepatan  $v_1$  dan  $v_2$ , setelah mengalami tumbukan kecepatan partikel masing-masing menjadi  $v_1'$  dan  $v_2'$ . Dalam tumbukan kedua partikel ini massa dan muatan bersifat konservatif, pada tumbukan elastis, energi dan momentum juga bersifat konservatif, sehingga dapat dituliskan hubungan antara energi dan momentum sebelum dan setelah terjadi tumbukan.

$$m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2 = m_1 v_1'^2 + m_2 v_2'^2 \quad (4.4)$$

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = m_1 \mathbf{v}_1' + m_2 \mathbf{v}_2' \quad (4.5)$$

Untuk mendapatkan gambaran lebih rinci, diambil  $\mathbf{u}$  sebagai kecepatan pusat massa dua partikel,

$$\mathbf{u} = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (4.6)$$

Kecepatan pusat massa ini biasanya konstan. Selain itu diambil, kecepatan relatif antara kedua partikel,

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \quad (4.7)$$

dan massa tereduksi dapat dituliskan sebagai,

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (4.8)$$

Untuk mendapatkan gaya-gaya interaksi dua partikel tersebut didefinisikan terlebih dahulu kecepatan relatif pusat massa untuk partikel 1 dan partikel 2 ditunjukkan oleh persamaan berikut ini,

$$\mathbf{v}_1 - \mathbf{u} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{v}, \quad (4.9)$$

$$\mathbf{v}_2 - \mathbf{u} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{v}. \quad (4.10)$$

Dalam kerangka pusat massa gaya, gaya-gaya interaksi dua partikel bermuatan tersebut ( $\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}$ ) dapat dituliskan sebagai berikut

$$\mathbf{F}_{12} = m_1 \frac{d}{dt} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{u}) = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \dot{\mathbf{v}} = \mu \quad (4.11)$$

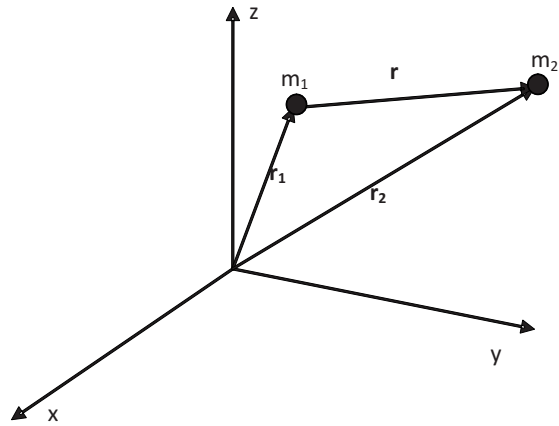
$$\mathbf{F}_{21} = m_2 \frac{d}{dt} (\mathbf{v}_2 - \mathbf{u}) = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \dot{\mathbf{v}} = \mu \quad (4.12)$$

Gaya tersebut dapat dikaitkan dengan pusat massa sehingga dapat dituliskan dalam terma massa tereduksi ( $\dot{\mathbf{v}}$ )

$$\mu \dot{\mathbf{v}} = \mathbf{F}(\mathbf{r}), \quad (4.13)$$

dengan  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$  dan  $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$ . Dalam kondisi tumbukan antar partikel bermuatan di dalam plasma gaya Coulomb  $\mathbf{F}$  adalah gaya utama

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad (4.14)$$



Gambar 4.1 Posisi dua partikel bermuatan dalam koordinat kartesian

Dari sifat konservasi energi dan momentum kita ketahui hanya kecepatan selalu tetap walaupun arahnya berubah,

$$|\mathbf{v}| = |\mathbf{v}'| \tag{4.15}$$

Dan kecepatan masing-masing partikel terhadap pusat massa

$$|\mathbf{v}_1 - \mathbf{u}| = |(\mathbf{v}_1 - \mathbf{u})| \tag{4.16}$$

$$|\mathbf{v}_2 - \mathbf{u}| = |(\mathbf{v}_2 - \mathbf{u})| \tag{4.17}$$

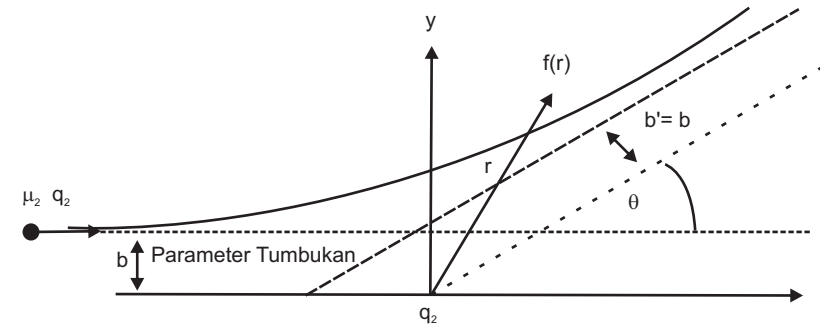
Kita ketahui bahwa pusat gaya gerak mempunyai momentum linear dan momentum angular yang tetap. Lebih lanjut hal ini diselesaikan melalui kerangka pusat massa (gambar 4.1). Proses dideskripsikan dengan menggunakan parameter  $\sigma, v, b$ . Menggunakan hukum konservasi dan geometri yang sesuai kita dapatkan

$$\tan \frac{\theta}{2} = \frac{b_{90}}{b} \tag{4.18}$$

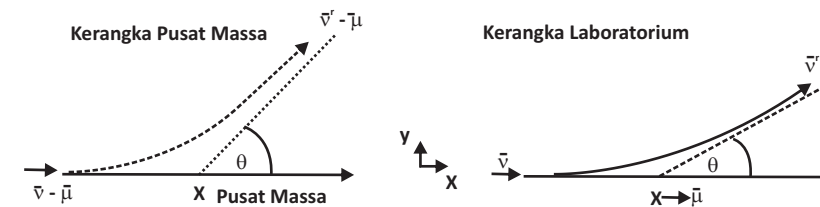
dengan

$$b_{90} \equiv b_{90}(v) = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \mu v^2} \tag{4.19}$$

$b_{90}$  adalah parameter tumbukan berhubungan dengan difleksi atau pembelokan  $90^\circ$ . secara umum difleksi akan lebih kecil dari  $90^\circ$   $b > b_{90}$  tumbukan dengan sudut difleksi kecil tersebut akan lebih sering terjadi



Gambar 4.2. Tumbukan Coulomb pada kerangka pusat massa. Karena  $|\mathbf{v}| = |\mathbf{v}'|$  kita ketahui bahwa  $b' = b$  dengan sudut difleksi  $\theta$



Gambar 4.3. Sudut difleksi pada kerangka yang berbeda.

Tumbukan dua partikel bermuatan ini juga dapat ditinjau dari laboratorium. Pada kerangka yang berbeda sudut difleksi juga akan berbeda (gambar 4.3). Dengan menggunakan beberapa metode geometri dapat ditentukan besarnya sudut difleksi pada kerangka laboratorium seperti persamaan di bawah ini:

$$\tan \theta_L = \frac{\frac{m_2}{m_1 + m_2} v \sin \theta}{u + \frac{m_2}{m_1 + m_2} v \cos \theta} \tag{4.20}$$

pada sudut kecil kita dapatkan  $\theta_L \approx \frac{m_2}{m_1 + m_2} \theta$ . Selanjutnya, apabila  $m_2 \gg m_1$  pada kasus tumbukan elektron bertumbukan dengan ion, sehingga  $\theta_L \approx \theta$ .

### 4.3 Integrasi Parameter Tumbukan Berantai

Dalam kondisi plasma tumbukan berantai sangat sering terjadi bahkan mendominasi proses tumbukan antar partikel. Tumbukan berantai antar partikel bermuatan yang dapat mempertahankan kondisi plasma dalam bola Debye. Pada sub bab ini akan dibahas beberapa peristiwa fisis penting dalam tumbukan berantai.

Dengan menganggap akibat kumulatif dari banyak tumbukan dengan sudut kecil, sebagai contoh akan dianalisa laju transfer energi. Mekanisme ini sebagai akibat dari termalisasi. Pada kasus ini kita tertarik pada berapa banyak energi yang hilang pada masing-masing tumbukan, kemudian menjumlahkan pada semua kejadian yang mungkin. Energi yang hilang pada satu tumbukan adalah

$$\Delta E_k \cong \frac{1}{2} m_1 v^2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \theta^2 \quad (4.21)$$

Dengan menganggap pada sudut kecil  $\theta \approx 2b_{90}/b$ , persamaan tersebut dapat dituliskan dengan

$$\text{Jika } m_1 \ll m_2, \text{ kemudian } \frac{\Delta E_k}{E_k} \approx \frac{m_1}{m_2} \left( \frac{2b_{90}}{b} \right)^2 \quad (4.22)$$

$$\Delta E_k \cong \frac{1}{2} m_1 v^2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \left( \frac{2b_{90}}{b} \right)^2 \quad (4.23)$$

Energi tersebut adalah energi yang hilang pada tumbukan tunggal, dengan sudut tumbukan kecil dan target yang diam. Mari kita hitung energi yang hilang per satuan panjang pada interval parameter tumbukan  $db$

$$\left. \frac{dE_k}{dl} \right|_{\text{sepanjang } db} = \Delta E_k d\sigma n \quad (4.24)$$

Dengan mengingat  $d\sigma n$  adalah jumlah tumbukan per satuan panjang dengan parameter tumbukan  $b \in (b, b + db)$ . Energi yang hilang total per satuan panjang diperoleh dengan mengintegrasikan terhadap semua parameter yang mungkin.

$$\begin{aligned} \left. \frac{dE_k}{dl} \right|_{\text{semua } b} &= \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \left. \frac{dE_k}{dl} \right|_{\text{sepanjang } db} \\ &= \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \Delta E_k n 2\pi b db \\ &= \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{1}{2} m_1 v^2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \left( \frac{2b_{90}}{b} \right)^2 n 2\pi b db \\ &= E_k n 8\pi b_{90}^2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \end{aligned} \quad (4.25)$$

Bagaimanakah besarnya  $b_{\min}$  dan  $b_{\max}$ ? Secara sederhana kita ambil  $b_{\min} = 0$  dan  $b_{\max} = \infty$ , kita dapatkan divergensi logaritma.  $b_{\min}$  diambil jika sudut difleksi  $90^\circ$  sehingga

$$b_{\min} \approx b_{90} \quad (4.26)$$

Untuk tumbukan elektron-ion, misalnya dengan temperatur elektron  $T_e$  yang sangat tinggi,  $b_{90}$  menjadi sangat kecil sehingga koreksi mekanika kuantum harus diikuti. Pada kasus yang demikian dapat diambil

$$b_{\min} \approx \lambda_{\text{DeBroglie}} = h/mv \quad (4.27)$$

$b_{\max}$  dengan mengingat efek selubung Debye. Di luar Bola Debye, potensial terhalangi, sehingga tumbukan tidak terjadi  $\Rightarrow b_{\max} \approx \lambda_D$

sehingga

$$\frac{dE_k}{dl} = E_k n 8\pi b_{90}^2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \ln A \quad (4.29)$$

yang mana  $\ln A$  kemudian disebut dengan logaritma Coulomb, dan

$$A = \frac{\lambda_D}{b_{90}} = \frac{\sqrt{\epsilon_0 T_e / e^2 n}}{q_1 q_2 / 4\pi \epsilon_0 \mu v^2} \quad (4.30)$$

Karena ketergantungan logaritma yang sangat lemah, pilihan eksak dari  $b_{\min}$  dan  $b_{\max}$  tidak relevan.

### 4.4 Frekuensi Tumbukan Efektif Untuk Proses Relaksasi

Dalam tumbukan antar partikel bermuatan, frekuensi tumbukan merupakan suatu hal yang sangat penting. Untuk menentukan frekuensi tumbukan perlu dilakukan terlebih dahulu transformasi energi yang hilang per satuan panjang menjadi per satuan waktu

#### 4.4.1 Laju Transfer Energi

Laju transfer energi juga sering disebut dengan energi yang hilang dalam tumbukan. Laju transfer energi dapat dituliskan pada persamaan di bawah ini

$$\frac{dE_k}{dt} = v_1 \frac{dE_k}{dl} = v \frac{dE_k}{dl} \quad (4.31)$$

Dengan mengasumsikan partikel 1 sebagai proyektil dan partikel 2 diam, sehingga  $v_1 = v$  dan  $v_2 = 0$ . Frekuensi tumbukan efektif untuk energi yang hilang. Untuk suatu keadaan energi yang hilang dapat dituliskan

$$v_{E_k} = \frac{1}{E_k} \frac{dE_k}{dt} \quad (4.32)$$

Frekuensi tumbukan efektif yang dihentikan dengan energi adalah sejumlah energi yang hilang persatuan waktu persatuan energi, frekuensi tumbukan di sini diartikan sebagai laju yang mana tumbukan menghasilkan kehilangan energi.

Jika ditinjau dari energi yang hilang persatuan panjang, persamaan (4.31) dapat diubah menjadi:

$$v_{E_k} = v \frac{1}{E_k} \frac{dE_k}{dl} = 8\pi n \frac{q_1^2 q_2^2}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{\ln \Lambda}{m_1 m_2 v^3} \quad (4.33)$$

atau secara umum hubungan antara frekuensi tumbukan dengan penampang lintang

$$v_{coll} = N\sigma v \quad (4.34)$$

Kita dapatkan

$$\sigma_{E_k} = \frac{v_{E_k}}{nv} = \frac{q_1^2 q_2^2}{2\pi\epsilon_0^2} \frac{\ln \Lambda}{m_1 m_2 v^4} \quad (4.35)$$

#### 4.4.2 Laju Transfer Momentum

Seperti pada transfer energi, dalam laju transfer momentum atau sering juga disebut dengan momentum yang hilang dalam tumbukan, kita asumsikan sudut defleksi tumbukan adalah sudut-sudut kecil. Partikel yang bergerak adalah partikel sebagai proyektil, sehingga  $v_1 = v$  dan  $v_2 = 0$ , maka untuk perubahan momentum mengikuti persamaan:

$$\Delta p_x = m_1 (v_1 - v_{1x}') \approx \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{\theta^2}{2} p_x \quad \text{atau} \quad \frac{\Delta p_x}{p_x} \approx \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{\theta^2}{2} \quad (4.36)$$

dengan persamaan (4.34) kita dapatkan

$$\frac{\Delta p_x}{p_x} = \frac{1}{2} \frac{m_1 + m_2}{m_1} \frac{\Delta E_k}{E_k} \quad (4.37)$$

Jika proyektil,  $m_1 \ll m_2$ , kemudian diperoleh:

$$\frac{\Delta p_x}{p_x} \approx \frac{m_2}{2m_1} \frac{\Delta E_k}{E_k} \gg \frac{\Delta E_k}{E_k} \quad (4.38)$$

Kita dapat menerapkan konsep yang sama dari frekuensi tumbukan efektif dan penampang lintang yang kita diskusikan pada  $E_k$ , maka kita peroleh hubungan antara tampang lintang momentum dengan tampang lintang terkait energi:

$$\sigma_p = \sigma_{E_k} \frac{m_1 + m_2}{2m_1} = \frac{1}{2} \sigma_{E_k} \left( 1 + \frac{m_2}{m_1} \right) \quad (4.39)$$

Dari persamaan 4.39 tersebut diperoleh bahwa  $\sigma_p = \frac{1}{2} \sigma_{E_k}$  (untuk  $m_2 \ll m_1$ ),

$\sigma_p = \sigma_{E_k}$  (untuk  $m_2 = m_1$ ) dan  $\sigma_p \ll \sigma_{E_k}$  (untuk  $m_2 \gg m_1$ ). Pada kasus terakhir transfer momentum dominan dari pada transfer energi, dalam artian elektron akan dihamburkan oleh ion.

Dalam plasma terdapat 4 jenis tumbukan antara partikel-partikel bermuatan. Dalam tabel di bawah ini diberikan ringkasan kaitan tipe tumbukan dengan frekuensi tumbukan yang tergantung energi dan momentum.

**Tabel 4.1 Tipe tumbukan dan frekuensi tumbukan**

Tipe Tumbukan	Energi	Momentum
Elektron - ion	$v_{E_k}^{e/i} = n_i \frac{Z^2 e^4}{2\pi \epsilon_0^2} \frac{\ln \Lambda}{m_i m_e v_e^3}$	$v_p^{e/i} = v_{E_k}^{e/i} \frac{m_i}{2m_e}$ (4.40)
Ion - Elektron	$v_{E_k}^{i/e} = n_e \frac{Z^2 e^4}{2\pi \epsilon_0^2} \frac{\ln \Lambda}{m_i m_e v_i^3}$	$v_p^{i/e} = \frac{1}{2} v_{E_k}^{i/e}$ (4.41)
Ion - Ion	$v_{E_k}^{i/i} = n_i \frac{Z^4 e^4}{2\pi \epsilon_0^2} \frac{\ln \Lambda}{m_i^2 v_i^3}$	$v_p^{i/i} = v_{E_k}^{i/i}$ (4.42)
Elektron - Elektron	$v_{E_k}^{e/e} = n_e \frac{e^4}{2\pi \epsilon_0^2} \frac{\ln \Lambda}{m_e^2 v_e^3}$	$v_p^{e/e} = v_{E_k}^{e/e}$ (4.43)

Dengan  $Z$  adalah jumlah muatan dari ion. Pada prinsipnya  $\ln \Lambda_e \neq \ln \Lambda_i$ , tetapi karena ketergantungan yang sangat lemah, logdivergensi biasanya diabaikan. Untuk mempermudah diambil suatu bentuk umum dari frekuensi tumbukan yang berbasis pada pertukaran energi  $v_{E_k}$  untuk tumbukan spesies  $j$  (proyektil) dan spesies  $k$  (target) dapat dirumuskan seperti persamaan:

$$v_{E_k}^{j/k} \sim n_k \frac{Z_j^2 Z_k^2}{m_j m_k} \frac{\ln \Lambda}{v_j^{-3}} \quad (4.44)$$

Dalam persamaan 4.44,  $n_k$  adalah densitas target,  $m_j$  dan  $m_k$  masing-masing massa proyektil dan massa target, sedangkan  $v_j$  adalah kecepatan proyektil. Pada kebanyakan kasus kita berikan  $\ln A_j \approx \ln A_k \approx \text{konstan}$

#### 4.5 Frekuensi Tumbukan Rata-Rata

Dalam sub bab sebelumnya pembahasan difokuskan pada kasus partikel yang diberikan kecepatan  $v$  bertumbukan dengan target yang diam. Kita mempunyai rata-rata parameter tumbukan dan menjumlahkan semua kontribusi dari semua distribusi kontinu dari penghambur.

Pada plasma biasanya terdapat banyak partikel yang berspesies sama dengan masing-masing kecepatannya berbeda, yang mana sering disebut dengan 'populasi'. Tentu saja tidak mungkin mendeskripsikan dinamika masing-masing partikel. Yang lebih penting adalah mengambil rata-rata sifat populasi tersebut pada bentuk transfer energi dan momentumnya, dari pada membahas sifat dari partikel tunggal.

Cara umum untuk mendeskripsikan populasi adalah fungsi distribusinya  $f(x, v, t)$ . Untuk sementara, distribusi dianggap merupakan fungsi kecepatan  $f=f(v)$ . Melalui pendekatan ini masih diperoleh informasi sifat rata-rata populasi, pada pembahasan sebelumnya telah diuraikan frekuensi tumbukan dalam distribusi kecepatan.

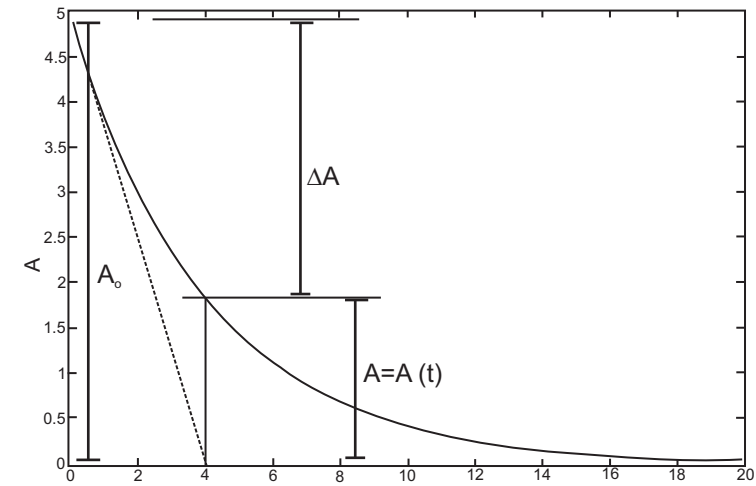
Masalah yang muncul adalah belum diketahuinya distribusi yang akan digunakan, sebagaimana belum diketahuinya nilai rata-rata penampang lintang tumbukan. Kita harus mengasumsikan salah satu bentuk distribusi untuk mengambil rata-rata. Pada umumnya distribusi *Maxwellian* yang dipilih.

Pada bahasan selanjutnya akan diturunkan bentuk rata-rata frekuensi tumbukan untuk perubahan energi dan momentum. *Maxwellian* sangat terkait dengan dinamika partikel baik dalam kondisi gas atau plasma, hal ini dipengaruhi oleh temperatur dan aliran partikel oleh gaya-gaya yang bekerja.

Untuk penggunaan secara umum laju perubahan rata-rata untuk kuantitas (energi atau momentum) dapat dituliskan dalam frekuensi  $\bar{\nu}_A$  atau dengan waktu karakteristik  $\tau_A \equiv 1/\bar{\nu}_A$ , dengan

$$\bar{\nu}_A = \frac{1}{A} \left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle \quad (4.45)$$

Dan rata-rata  $\left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle$  dibentuk di atas fungsi distribusi  $f(\mathbf{v})$ . Persamaan (4.45) dapat menjelaskan bahwa pada saat awal dengan  $t=0$  harga  $A=A_0$ , setelah selama  $\tau_A$  perubahan  $A=A(t)$  akan seorde dengan  $A_0$  (gambar 4.4). Persamaan 4.45 tersebut adalah persamaan umum frekuensi tumbukan dalam plasma.



Gambar 4.4. Konsep frekuensi tumbukan rata-rata dan hubungannya dengan waktu karakteristik

#### 4.6 Momentum Yang Hilang Pada Plasma Termik

Dalam plasma termik, tumbukan antar partikel akan mengakibatkan terjadinya kehilangan momentum pada suatu atau sekelompok partikel dan di sisi lain terjadi pertambahan momentum, energi bagi partikel yang lain.

##### 4.6.1 Tumbukan Elektron - Ion

Dengan mengabaikan pergerakan ion termik, maka kecepatan ion jauh lebih kecil dari kecepatan elektron  $v_i \ll v_e$ . Fungsi distribusi yang digunakan untuk elektron dideskripsikan sebagai distribusi *Maxwellian* dengan kecepatan alir  $v_d$ , mengikuti persamaan:

$$f_e(\mathbf{v}_e) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m_e (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_d)^2}{2T_e} \right\} \quad (4.46)$$

Dengan menggunakan fungsi distribusi ini akan dicari momentum yang hilang pada plasma termik. Diambil kembali frekuensi tumbukan antara elektron sebagai proyektil dan ion sebagai target.

$$\nu_p^{e/i}(\mathbf{v}_e) = n_i \frac{Z^2 e^4}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3} \ln A \quad (4.47)$$

Total momentum yang hilang per satuan volume per satuan waktu didefinisikan sebagai frekuensi tumbukan rata-rata, didekati dari perubahan momentum.

$$\bar{v}_p^{e/i} = \frac{1}{|\mathbf{P}|} \left\langle \left| \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right| \right\rangle \quad (4.48)$$

dengan

$$\left\langle \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right\rangle = \frac{1}{n_e} \int f_e(\mathbf{v}) m_e \mathbf{v} v_p(\mathbf{v}) d^3 v \quad (4.49)$$

dengan  $v_p \equiv v_p^{e/i}$  dan  $v \equiv v_e$  telah dikenalkan sebagai notasi untuk penyederhanaan.

Berdasarkan penyelidikan ini diperoleh:  $\bar{v}_p^{e/i} \sim v_p^{e/i}(v_{the})$  (4.50)

dengan  $v_{the} = \sqrt{T_e/m_e}$ . Perhitungan tepat dengan mengasumsikan  $v_d = v_d \bar{x}$ ,

$v_d \ll v_{the}$  dan  $\ln \Lambda \approx$  konstan, tak tergantung  $v$ , menghasilkan

$$\bar{v}_p^{e/i} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} v_p^{e/i}(v_{the}) \approx 0,26 v_p^{e/i}(v_{the}) \quad (4.51)$$

Persamaan di atas merupakan frekuensi tumbukan rerata melalui pendekatan perubahan momentum untuk plasma termik.

#### 4.6.2 Tumbukan Ion - Elektron

Masih pada kasus pergerakan elektron thermal, hasil penting dapat didapatkan pada kasus  $e \rightarrow i$  dengan transformasi sederhana. Karena momentum total plasma bersifat konservatif, momentum yang hilang pada elektron harus sama dengan yang diterima oleh ion, kemudian laju transfer elektron sama

$$\left| \mathbf{p}_e \bar{v}_p^{e/i} \right| = \left| \mathbf{p}_i \bar{v}_p^{i/e} \right| \quad (4.52)$$

$$\text{dan } \bar{v}_p^{i/e} = \frac{p_e}{p_i} \bar{v}_p^{e/i} = \frac{m_e v_d}{m_i v_d} \bar{v}_p^{e/i} \approx \frac{m_e}{m_i} \bar{v}_p^{e/i} \quad (4.53)$$

atau  $\bar{v}_p^{i/e} \ll \bar{v}_p^{e/i}$

Dengan catatan bahwa frekuensi tumbukan ion terhadap elektron sangat kecil dibandingkan antara frekuensi tumbukan elektron terhadap ion.

#### 4.6.3 Tumbukan Ion-ion

Dalam pembahasan tumbukan ion-ion, pendekatan yang sama dapat dilakukan seperti pendekatan pada tumbukan elektron-ion dan ion-elektron. Distribusi yang digunakan tetap distribusi *Maxwellian*. Dengan menggunakan kerangka pusat massa didapatkan

$$\bar{v}_p^{i/i} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} Z^2 \bar{v}_p^{e/i} \quad (4.54)$$

apabila massa kedua ion sama (jenis ion sama), atau

$$\bar{v}_p^{i/i} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} n_i \frac{q_i^2 q_i^2}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{\ln \Lambda_i}{m_i^{1/2} T_i^{3/2}} \left( \frac{m_i}{m_i + m_i} \right)^{1/2} \quad (4.55)$$

apabila jenis ion-ionnya berbeda.

#### 4.6.4 Tumbukan Elektron-Elektron

Untuk tumbukan elektron-elektron dalam plasma pendekatan yang dilakukan sama dengan pada kasus  $i \rightarrow i$  dan  $e \rightarrow i$  hasilnya adalah

$$\bar{v}_p^{e/e} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{v}_p^{e/i} \quad (4.56)$$

#### 4.7 Waktu Karakteristik Plasma

Waktu karakteristik adalah suatu yang penting dalam plasma dan juga sering disebut periode plasma. Waktu karakteristik terkait erat dengan frekuensi tumbukan dalam plasma. Periode tersingkat berhubungan dengan frekuensi terbesar, secara umum waktu karakteristik plasma diformulasikan:

$$\tau = \nu^{-1} \quad (4.57)$$

Frekuensi tumbukan antar partikel bermuatan juga tergantung pada jenis partikel. Dapat terjadi tumbukan antar elektron, antar ion atau elektron – ion. Rumus di bawah ini merupakan perbandingan antara waktu karakteristik tumbukan antar ion dibandingkan dengan waktu karakteristik tumbukan elektron – ion, perbandingan tersebut berdasarkan perbandingan frekuensi tumbukan.

$$\left( \frac{\bar{v}_p^{i/i}}{\bar{v}_p^{e/i}} \right)^{-1} \approx \frac{\tau_p^{i/i}}{\tau_p^{e/i}} \approx \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left( \frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} \frac{1}{Z^2} \quad (4.58)$$

Frekuensi plasma dapat diwakili oleh frekuensi tumbukan, antara lain tumbukan antara ion-ion atau tumbukan antar elektron dan ion.

Sehubungan dengan frekuensi tumbukan dan waktu karakteristik, dalam plasma terdapat tiga jenis waktu karakteristik,

1. Terjadi tumbukan elektron-elektron dan kehilangan momentum diberikan pada ion-ion. Elektron-elektron kehilangan momentum diberikan pada elektron-elektron. Elektron-elektron kehilangan energi diberikan pada elektron-elektron yang lain
2. Terjadi tumbukan ion-ion kehilangan momentum, Tumbukan ion-ion menyebabkan kenaikan temperatur pada ion-ion yang lainnya
3. Elektron-elektron dan ion-ion mencapai kesetimbangan thermal

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{dT_i}{dt} = -\bar{v}_{E_k}^{e/i} (T_e - T_i) \rightarrow 0 \quad (4.59)$$

Tumbukan ion-ion kehilangan momentum diberikan kepada tumbukan elektron-elektron

Untuk menyederhanakan pembahasan dikenalkan frekuensi tumbukan berbasis elektron yakni tumbukan elektron-ion dan elektron-elektron

$$\nu_e \equiv \bar{v}_p^{e/i} \left( \sim \bar{v}_p^{e/e} \right) \quad (4.60)$$

Dengan cara yang sama dikenalkan pula tumbukan berbasis ion yakni tumbukan ion-ion dan tumbukan ion-elektron, dengan frekuensi tumbukan ion adalah sebagai berikut:

$$\nu_i \equiv \bar{v}_p^{i/i} \left( = \bar{v}_{E_k}^{i/i} \right) \quad (4.61)$$

Sehingga jika dibandingkan kedua frekuensi tumbukan tersebut akan diperoleh

$$\frac{\nu_e}{\nu_i} \approx \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad \text{untuk } T_e = T_i \text{ dan } z=1 \quad (4.62)$$

Untuk  $z = 1$  hanya berlaku untuk plasma hidrogen, sehingga:

$$\nu_e \sim 5.10^{-11} x \frac{n [m^{-3}]}{T_e^{3/2} [eV]} [s^{-1}] \quad (4.63)$$

$$\nu_i \sim 10^{-12} x \frac{n [m^{-3}]}{T_i^{3/2} [eV]} [s^{-1}] \quad (4.64)$$

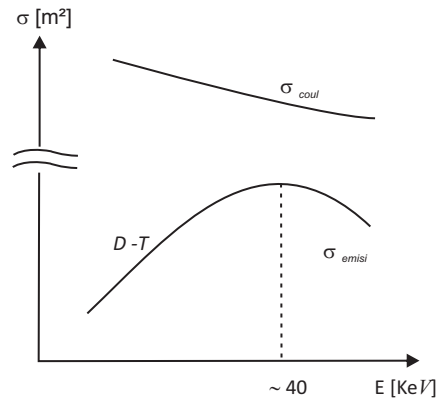
Secara numerik dapat dilakukan misalnya untuk temperatur elektron dan temperatur ion diberikan sebesar  $T_e = T_i = 10 \text{ keV}$ ; dan densitas plasma  $n \approx 10^{20} m^{-3}$ . Keseimbangan termal diperoleh setelah frekuensi tumbukan dengan proyektil elektron  $\nu_e \sim 5.10^3 s^{-1}$  sehingga skala waktu mencapai kesetimbangan termal untuk tumbukan elektron  $\tau_e \sim 0,2 ms$ . Dengan jalan yang sama diperoleh frekuensi tumbukan ion  $\nu_i \sim 100 s^{-1}$  dan kesetimbangan termal untuk tumbukan ion  $\tau_i \sim 10 ms$ . Waktu karakteristik dimana temperatur ion mendekati temperatur elektron diperoleh:

$$\tau_{T_i \rightarrow T_e} \sim \frac{m_i}{m_e} \tau_e \sim 1840 x 0,2 ms \approx 0,4 s$$

Hal ini berarti pada waktu karakteristik lebih kecil dari waktu karakteristik kesetimbangan termal, yang pendek  $\tau < \tau_{T_i \rightarrow T_e}$ . Kesetimbangan termal antara partikel-partikel berbeda jenis pada dua temperatur yang berbeda  $T_e$  dan  $T_i$  seharusnya sudah tercapai. Jika kesetimbangan termal terjadi plasma akan mencapai satu temperatur yakni  $T_e = T_i = T_p$ , Namun waktu karakteristik plasma selalu tak mencapai waktu karakteristik kesetimbangan termal, sehingga plasma di laboratorium dan plasma secara umum ditemukan pada kondisi  $T_e \neq T_i$ . Misalnya pada Kriteria Lawson, nilai yang sama seperti di atas ditemukan  $\tau_E \sim 1s$ . Di atas waktu tersebut seharusnya ion-ion dan elektron-elektron akan berada pada kesetimbangan termal (yaitu  $T_e$  dan  $T_i$  terdefiniskan dengan baik, dan  $T_e = T_i$ ). Keadaan pemenuhan kriteria Lawson inilah yang sedang diusahakan para peneliti yang tergabung dalam International Thermonuclear Experiment Reactor (ITER).

Bila dibandingkan dengan frekuensi Larmor ion dan elektron nilai frekuensi tumbukan  $\nu_e$  dan  $\nu_i$  sangat kecil, sehingga gerakan Larmor tidak terganggu oleh tumbukan.

Perhatikan juga pada suhu  $T \sim 10 \text{ keV}$  kita mempunyai tampang lintang hamburan Coulomb  $\sigma_{coul} \gg \sigma_{fusi}$  (lihat gambar 4.5), sehingga ion-ion dihalangi oleh banyak tumbukan sebelum mereka bisa membangkitkan reaksi fusi. Secara umum hal tersebut sesuai dengan kaedah-kaedah pada distribusi *Maxwellian*.



Gambar 4.5. Penampang lintang fusi dan hamburan Coulomb

#### 4.8 Resistivitas Plasma

Dalam bab-bab sebelumnya telah dibicarakan bahwa dalam plasma dapat terdapat tingkat-tingkat ionisasi. Bila pada plasma yang terionisasi total dikenakan medan listrik luar  $E$ , elektron dan ion akan dipercepat dalam arah yang berlawanan. Selain itu, ion dan elektron akan terdapat juga gaya gesekan (*friction force*) karena tumbukan Coulomb. Gaya gesekan tersebut menyebabkan resistivitas tertentu pada plasma. Untuk menghitung resistivitas plasma terdapat tiga asumsi yakni:

- Pembawa arus adalah elektron
- Tumbukan yang terjadi adalah tumbukan  $e \rightarrow i$  sedangkan tumbukan  $e \rightarrow e$  diabaikan
- Distribusi elektron adalah *Maxwellian* dengan laju elektron  $v_{de}$

Persamaan momentum sepanjang  $E$  (sepanjang  $B$  atau dengan  $B = 0$ ) adalah

$$m_e \frac{dv_{de}}{dt} = -eE - m(v_{de} - v_{di}) \bar{v}_p^{e/i} \quad (4.65)$$

atau dalam bentuk skalar

$$m_e \frac{dv_{de}}{dt} = -eE - \frac{m_e v_{de}}{\tau_p^{e/i}(v)} \quad (4.66)$$

perhatikan bahwa untuk elektron arah  $v_{de}$  dan  $E$  berlawanan. Untuk menyelesaikan persamaan (4.66) waktu karakteristik tumbukan elektron - ion  $\tau_p^{e/i}$  harus dihitung terlebih dahulu.

Laju elektron jauh lebih kecil dibandingkan laju termal plasma ( $v_{de} \ll v_{the}$ )

Laju elektron lebih besar atau sama dengan laju termal plasma ( $v_{de} \geq v_{the}$ )

Perhitungan ini menyangkut laju elektron. Terdapat dua kasus untuk laju elektron

Terlebih dahulu dibahas laju elektron lebih kecil dari termal plasma ( $v_{de} \ll v_{the}$ )

Pada kasus  $\tau_p^{e/i} \cong 1/v_p^{e/i}(v_{the})$  dan tidak tergantung pada  $v_d$ . Dalam kasus ini solusi steady-state dengan percepatan akibat medan listrik diimbangi oleh tumbukan yang disebabkan oleh ion

$$\tau_p^{e/i} eE = -m_e v_{de} \quad (4.67)$$

dengan  $J = -en_e v_{de}$  maka menjadi

$$\tau_p^{e/i} eE = \frac{m_e J}{en_e} \quad (4.68)$$

$$\text{atau } J = \frac{e^2 n_e}{m_e \bar{v}_p^{e/i}} E \quad (4.69)$$

dengan definisi resistivitas  $\eta$ ,  $J = \eta^{-1}E$ , dan kemudian resistivitas plasma dapat diperoleh:

$$\eta = \frac{m_e \bar{v}_p^{e/i}}{e^2 n_e} = \frac{m_e}{e^2 n_e} \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(n_i Z) Z e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}} = \frac{\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{m_e^{1/2} Z e^2 \ln \Lambda}{12 \epsilon_0^2 T_e^{3/2}} \quad (4.70)$$

Dari perumusan yang diperoleh pada 4.70 dapat ditafsirkan terhadap resistivitas plasma antara lain:

- Tidak ada ketergantungan terhadap densitas plasma. Jika dalam plasma terdapat  $n$  pembawa muatan dan  $n$  tumbukan.
- resistivitas plasma sebanding dengan  $T_e^{-3/2}$
- Perhitungan sederhana terhadap resistivitas plasma  $\eta$  tidak memperhitungkan percepatan elektron oleh  $E$ : elektron yang lebih cepat kurang mengalami tumbukan dan membawa arus yang lebih besar.
- Dari perhitungan yang lebih komplrit:

$$\eta = 5.10^{-5} x \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} [eV]} [\Omega m] \quad (4.71)$$

Rumusan pada persamaan 4.71 sering disebut "Resistivitas Spitzer" dan harga tersebut di atas mendekati hasil eksperimen yang pernah dilakukan.

Contoh:

- Plasma pada 100 eV:  $\eta \sim 6.10^{-7} \Omega m$  [ $\sim \eta$  setara dengan resistivitas stainless steel]



- Plasma pada 1 keV:  $\eta \sim 2.10^8 \Omega\text{m}$  [ $\sim\eta$  setara dengan resistivitas tembaga]
- Pada  $T \gg 1$  keV plasma mendekati sifat superkonduktor

Penurunan resistivitas dengan temperatur mempunyai dua konsekuensi

- Flux magnetik dapat diabaikan dalam plasma
- Pemanasan oleh arus ('pemanasan *ohmic*') menjadi kurang efektif pada  $T_e$  tinggi.

Peningkatan energi per satuan volume dalam kondisi resistivitas kecil adalah

$$\frac{dE_k}{dt} = \eta J^2 \quad (4.72)$$

Hal yang berikutnya akan dibahas adalah untuk  $v_{de} \geq v_{the}$

Untuk laju elektron  $v_{de} \geq v_{the}$  (laju termik spesies plasma),  $v_{de}$  tidak dapat lagi diasumsikan bebas dan penyelesaian dengan keadaan tunak (*steady state*) tak lagi diperlukan. Pada keadaan ini nilai frekuensi rerata tumbukan elektron – ion tidak dapat lagi diasumsikan sebagai distribusi Maxwellian. Di sisi lain frekuensi tumbukan elektron – ion dalam plasma tetap diambil sebagai fungsi kecepatan. Dengan memperhitungkan tumbukan antara elektron dan ion serta elektron dengan elektron, maka diperoleh:

$$m_e \frac{dv_d}{dt} = -eE - [v_p^{e/i} + v_p^{e/e}] m_e v_d \quad (4.73)$$

Pertanyaan kuncinya adalah tanda pada ruas kanan. Untuk elektron dalam medan listrik, gaya yang dialami oleh elektron karena medan listrik lebih besar dari gaya yang disebabkan oleh gerakan elektron.

$$e|E| > [v_p^{e/i} + v_p^{e/e}] m_e v_d \quad (4.74)$$

Elektron dalam medan listrik ini mengalami percepatan bukan perlambatan. Jika dipercepat, percepatan menjadi lebih tinggi dan walaupun  $F_c < qE$ . Itu disebut dengan daerah '*run-away*' atau daerah elektron berkecepatan tinggi. Sebelum daerah ini terdapat daerah elektron dipercepat oleh  $E$ , dikenal sebagai daerah tumbukan menyeret (*drag collision*) karena gaya gesekan tidak mampu untuk mengimbangi gaya yang diberikan oleh medan listrik (lihat gambar 4.6). Dengan menuliskan  $v_p^{e/i}$  dan  $v_p^{e/e}$  dalam bentuk  $v_d$  kita dapatkan

$$\frac{1}{2} m_e v_d^2 > \left(1 + \frac{Z}{2}\right) \frac{n_e e^3 \ln A}{4\pi\epsilon_0^2 |E|} \quad (4.75)$$

atau didefinisikan

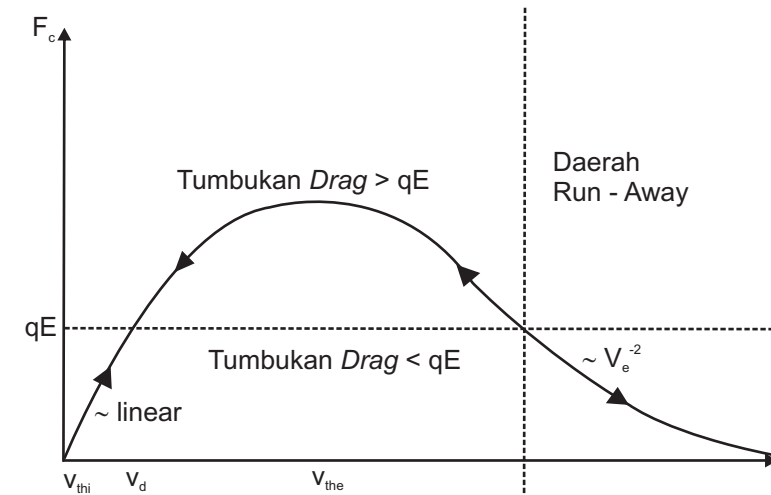
$$E_D := \frac{n_e e^3 \ln A}{8\pi\epsilon_0^2 T_e} \left(1 + \frac{Z}{2}\right) \quad (4.76)$$

Medan listrik yang ditunjukkan pada persamaan 4.76 disebut medan Dreicer. Perbandingan antara energi kinetik elektron dengan tanga energi termik selalu lebih besar dengan perbandingan antara medan Dreicer dan medan dalam plasma.

$$\frac{\frac{1}{2} m_e v_d^2}{T_e} > \frac{E_D}{|E|} \quad (4.77)$$

Arti dari bentuk tersebut adalah untuk  $|E| = E_D$  daerah run-away dicapai pada saat energi kinetik sama dengan energi termik elektron

$$E_{drift} = \frac{1}{2} m_e v_d^2 = T_e$$



Gambar 4.6. Sketsa tumbukan menyeret dengan  $F_c$  bekerja pada elektron sebagai fungsi kecepatannya  $v_e$  untuk  $E > E_D$

#### 4.9 Penampang Lintang Partikel Tunggal

Tumbukan penyebab terjadinya ionisasi dan rekombinasi radiatif dapat digolongkan pada fenomena tumbukan. Dari kedua fenomena tersebut dapat dijelaskan tampang lintang partikel tunggal (jumlah tumbukan per satuan waktu)

- Untuk Elektron Tunggal, maka frekuensi tumbukan dapat dituliskan sebagai:  $\nu_e = n_{target} \sigma v_{in}$  (4.78)

Dengan  $n$  adalah jumlah partikel per satuan volume dan  $v_{in}$  adalah kecepatan relatif antara partikel datang dan partikel target.

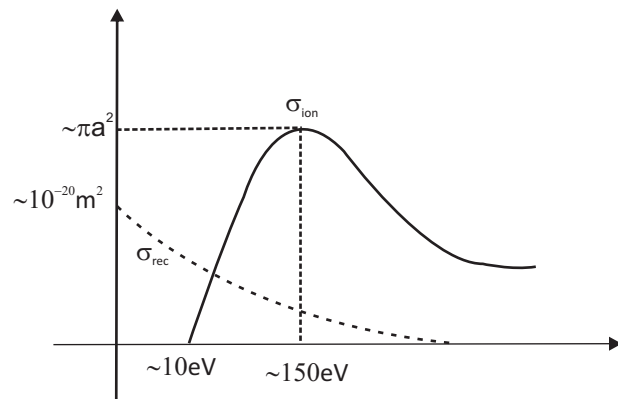
- Untuk Ion, frekuensi tumbukan dapat dituliskan sebagai:

$$\lambda_{ion} = \frac{1}{n_n \sigma_{ion}} \quad (4.79)$$

dengan  $n_n$  adalah densitas partikel netral dan  $v_{ei}$  adalah kecepatan elektron dengan mengasumsikan bahwa  $v_e \gg v_n$ ,  $m_e \ll m_n$  dan  $T_e \gg T_n$ , maka untuk partikel tunggal ion dapat dituliskan jarak jalan bebas rata-rata:  $\nu_i = n_n \sigma_{ion} v_e$  (4.80)

b. Sifat

Tampang lintang ionisasi dan rekombinasi ditunjukkan pada gambar 4.7.



Gambar 4.7. Penampang lintang ionisasi dan rekombinasi untuk atom hidrogen

Dari gambar 4.7 dapat dimengerti bahwa  $\sigma_{ion}$  akan bernilai nol untuk energi elektron sebagai proyektil masuk sangat kecil. Energi elektron tersebut belum mencapai energi ambang atom atau molekul terionisasi ( $E_i$ ) setelah  $E_e \geq E_i$  dan terus dinaikkan. Tampang lintang ionisasi akan bertambah besar dan mencapai titik maksimum pada energi tertentu setelah melalui titik maksimum  $\sigma$  akan menurun dengan bertambahnya energi elektron. Tampang lintang rekombinasi diawali dengan nilai tertentu untuk energi elektron  $E_e = 0$ , dan terus berkurang dengan bertambahnya energi elektron. Pada suatu energi tertentu, justru rekombinasi tak terjadi lagi. Ini dapat dipahami karena elektron sangat energetik dan tangkapan elektron oleh ion tak dapat terjadi.

Keadaan terdapatnya tampang lintang ionisasi maksimum dapat dijelaskan dengan mekanika kuantum melalui sifat dualisme gelombang dan partikel. Bila kita hubungkan dengan panjang gelombang De Broglie untuk elektron  $\lambda_{el} = \frac{h}{m_e v_e}$  (dengan  $h$  adalah konstanta Planck), interaksi maksimum antara elektron dan partikel netral diharapkan panjang gelombang tersebut seorde dengan jari-jari Bohr ( $\lambda_{el} \sim a_0$ ), seperti terlihat pada gambar 4.7. Pada gambar tersebut terkait bahwa  $\sigma_{ion} = \sigma_{ion}^{max}$  untuk atom H pada energi elektron  $E \sim 100 - 200 \text{ eV}$ . Pada energi tersebut  $\lambda_{el} \sim 2a_0$ . Pada kecepatan elektron yang semakin besar

mengakibatkan panjang gelombang De Broglie yang semakin kecil, mengakibatkan efisiensi tumbukan, yang semakin kecil pula jadi  $\sigma_{ion}$  akan semakin kecil.

#### 4.10 Koefisien Rerata Ionisasi

Dalam sub bab sebelumnya telah dibicarakan tampang lintang ionisasi dan rekombinasi dalam plasma, dimana kondisi gas terionisasi diharapkan dapat dipertahankan terus-menerus. Suatu besaran yang sangat penting untuk dapat dikontrol adalah koefisien rerata ionisasi  $\langle \sigma_{ion} v_e \rangle$ . Dalam lucutan gas dengan mengambil ionisasi karena tumbukan maka laju ionisasi sangat menentukan. Laju ionisasi merupakan jumlah tumbukan yang mengakibatkan ionisasi. Hal ini disebabkan oleh elektron yang berkecepatan  $v_e$  dan mempunyai energi  $T_e$ , serta mengikuti distribusi Maxwellian.

Laju ionisasi dapat dihitung dengan mengambil prinsip bahwa jumlah tumbukan yang menghasilkan ionisasi per satuan waktu adalah frekuensi tumbukan yang dapat menghasilkan ionisasi ( $\nu_{tumbukan}$ ) Jadi dapat diperoleh frekuensi tumbukan mengikuti persamaan:

$$\nu_{tumbukan} = n_n \langle \sigma_{ion} v_e \rangle \quad (4.81)$$

Dengan  $n_n$  adalah densitas target yang bermuatan netral, dan  $\langle \sigma_{ion} v_e \rangle$  adalah koefisien rerata ionisasi.

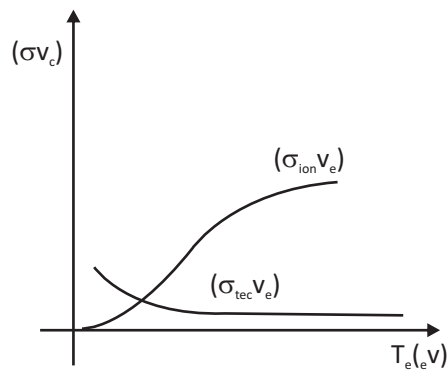
Dengan mengambil elektron mengikuti distribusi Maxwellian, maka diperoleh koefisien rerata ionisasi,

$$\langle \sigma_{ion} v_e \rangle = \frac{\int dv_e f_e(v_e) \sigma_{ion}(v_e) v_e}{\int dv_e f_e(v_e)} \quad (4.82)$$

atau

$$\langle \sigma_{ion} v_e \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \sigma_{ion}(v_e) v_e f_e(v_e) dv_e \quad (4.83)$$

dengan  $v_e$  adalah kecepatan elektron. Gambar 4.8 menunjukkan koefisien rerata sebagai fungsi temperatur elektron.



Gambar 4.8.  $\langle \sigma_{ion} v_e \rangle$  sebagai fungsi dari  $T$ . Dengan catatan bahwa  $\langle \sigma_{ion} v_e \rangle \neq 0$  untuk  $T < E_i$ , kemudian terdapat partikel yang mempunyai energi yang lebih besar daripada  $E_i$ , yaitu memungkinkan untuk mengionisasi.

Dari gambar 4.8 dapat dilihat bahwa koefisien rerata ionisasi dan koefisien rerata rekombinasi tergantung pada temperatur atau energi elektron. Pada energi elektron yang rendah koefisien rekombinasi lebih besar dari koefisien ionisasi. Koefisien ionisasi terus meningkat dengan meningkatnya energi elektron. Sebaliknya, koefisien rekombinasi terus menurun dengan kenaikan energi elektron. Untuk kasus plasma panas proses rekombinasi sangat kecil kemungkinan terjadinya, sehingga seluruh gas terionisasi, dan terjadi kesetimbangan antara ion. Dalam kondisi ini terdapat kesetimbangan termodinamika.

## Soal - Soal

1. Bedakan antara jari-jari Bohr dan panjang Landau, dan kaitannya dengan tumbukan antar partikel bermuatan dalam plasma.
2. Tumbukan dalam plasma, tampang lintang tumbukan efektif atau frekuensi tumbukan sangatlah penting. Sebutkan peristiwa-peristiwa fisis penting yang berpengaruh pada tampang lintang
3. Jelaskan kaitan banyak tumbukan antar partikel bermuatan dengan bola Debye.
4. Beberapa parameter fisis dapat berpengaruh pada frekuensi tumbukan antar partikel bermuatan. Jelaskan parameter-parameter tersebut dan carilah hubungan pengaruhnya terhadap frekuensi tumbukan tersebut.
5. Partikel-partikel yang terlibat tumbukan dalam plasma memiliki frekuensi Larmor ion dan elektron. Jelaskan mengapa frekuensi Larmor tidak terpengaruh oleh tumbukan.
6. Berilah ulasan tentang koefisien ionisasi dan koefisien rekombinasi, jika elektron yang terlibat dalam tumbukan energinya dinaikkan.
7. Sebuah elektron berkecepatan  $v_e$  menumbuk suatu ion dan tampang lintang tumbukan antar elektron dan ion tersebut adalah  $\sigma_{ion}$ . Maka buktikanlah koefisien ionisasi sebesar  $\langle \sigma_{ion} v_e \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \sigma_{ion}(v_e) v_e f_e(v_e) dv_e$
8. Suatu plasma mengandung ion dengan densitas  $n_n$  dan kecepatan bertumbukan dengan elektron yang kecepatannya  $v_e$ . Tampang lintang tumbukan antar elektron dan ion tersebut adalah  $\sigma_{ion}$ . Buktikanlah frekuensi tumbukan adalah  $\nu_i = n_n \sigma_{ion} v_e$ . Buktikan pula bahwa jarak jalan bebas rata-rata ion dalam plasma tersebut sebesar  $\lambda_{ion} = \frac{1}{n_n \sigma_{ion}}$
9. Elektron dalam plasma Hidrogen mempunyai suhu sebesar 120 eV. Gas yang membentuk plasma tersebut hampir terionisasi sempurna. Hitunglah besarnya resistivitas plasma tersebut.

# BAB 5

## Hukum-Hukum Termodinamika Dalam Plasma

### 5.1. Pendahuluan

Dari uraian sebelumnya telah dikemukakan bahwa plasma merupakan fase keempat setelah fase padat, cair dan gas. Akibatnya hukum-hukum termodinamika dalam fase gas belum cukup untuk menerangkan kesetimbangan termodinamika dalam plasma .

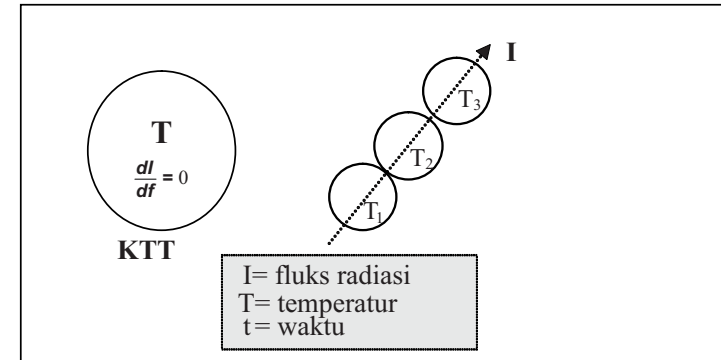
### 5.2. Kesetimbangan Termodinamika Total (KTT).

Di dalam suatu sistem tertutup pada temperatur  $T$ , terdapat beberapa jenis partikel yang berbeda misalnya atom-atom, ion-ion, molekul-molekul dan elektron-elektron. Suatu keadaan setimbang telah tercapai, bila dalam setiap proses baik di bawah pengaruh radiasi dan/atau tumbukan partikel selalu terjadi proses kebalikannya; plasma berada dalam keadaan “Kesetimbangan Termodinamika Total (KTT)”. Plasma pada kondisi ini mengikuti seluruh hukum distribusi dan radiasi, yakni hukum-hukum Planck, Maxwell, Boltzmann, Kirchoff dan Saha.

### 5.3. Kesetimbangan Termodinamika Lokal (KTL).

Kesetimbangan termodinamika lokal adalah kesetimbangan plasma pada keadaan tertentu dan dapat berubah ke keadaan kesetimbangan lain. Di dalam plasma terdapat perbedaan temperatur dari satu posisi dengan posisi lainnya. Oleh karena itu kesetimbangan termodinamika total (KTT), digantikan oleh suatu temperatur sub sistem  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  dan seterusnya, sedemikian rupa sehingga perbedaan energi antara dua sub sistem berdekatan sangat rendah. Dalam setiap

sub sistem berlaku hukum-hukum Boltzmann, Saha dan Maxwell. Pada keadaan ini masih terdapat proses mikro-reversibilitas dari proses tumbukan.



Gambar 5.1 Ilustrasi temperatur dalam keadaan KTL dan KTT suatu plasma

Karena terjadi radiasi dan tumbukan, maka suhu plasma cenderung berubah. Pada suatu keadaan tertentu terjadi kesetimbangan  $T_1$ , pada keadaan lain, suhu plasma berubah  $T_2$ , dan seterusnya (ilustrasi ditunjukkan oleh gambar 5.1).

### 5.4. Hukum-hukum Distribusi dan Radiasi Dalam Plasma

Plasma merupakan gas panas yang memancarkan radiasi elektromagnetik. Hukum-hukum radiasi tentang plasma adalah:

#### 5.4.1. Hukum Radiasi Planck

Energi dari radiasi yang mempunyai frekuensi  $\nu$  mempunyai energi terkuantisasi sebesar  $h\nu$ . Diandaikan radiasi plasma merupakan radiasi dari rongga hitam yang berbentuk foton maka foton tersebut memenuhi statistika Bose-Einstein, karena spin foton adalah 1. Jumlah foton rata-rata  $f(\nu)$  untuk setiap tingkat energi foton mengikuti persamaan Planck :

$$E = h\nu \tag{5.1}$$

dengan  $E$  adalah energi foton,  $\nu$  adalah frekuensi foton dan  $h$  adalah konstanta Planck.

Energi foton akan mengikuti distribusi Bose-Einstein seperti yang ditunjukkan persamaan berikut:

$$u(\nu) = \frac{8\pi}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \tag{5.2}$$

Persamaan (5.2) dinamakan persamaan radiasi Planck, yang menyatakan bahwa distribusi energi spektral sebagai fungsi frekuensi juga tergantung pada konstanta universal dan suhu absolut.

Disamping itu, radiasi yang dihasilkan oleh suatu rongga hitam akan mengalami kesetimbangan termodinamika. Kesetimbangan termodinamika tergantung pada temperatur. Intensitas dari radiasi rongga hitam dalam keadaan kesetimbangan termodinamika diberikan oleh persamaan Planck :

$$I_{\lambda} = B_{\lambda}(T) = \frac{2hv^2}{\lambda^3} \frac{1}{\exp(hv/kT) - 1} \quad (5.3)$$

dengan  $I_{\lambda} = B_{\lambda}$  adalah intensitas radiasi plasma,  $h$  adalah konstanta Planck,  $k$  adalah konstanta Boltzmann,  $\lambda$  adalah panjang gelombang radiasi,  $T$  adalah temperatur plasma dan  $\nu$  adalah frekuensi.

#### 5.4.2. Hukum Radiasi Kirchoff

Emisi radiasi dalam satuan volume dari suatu plasma dicirikan oleh koefisien emisinya ( $\epsilon_{\nu}$  pada frekuensi tertentu,  $\epsilon_{\lambda}$  pada panjang gelombang tertentu). Emisi radiasi yang merupakan koefisien emisi ini didefinisikan seperti intensitas spesifik dari radiasi energi yang dipancarkan oleh satu satuan volume dari plasma persatu satuan waktu, persatu satuan sudut ruang dan persatu satuan frekuensi atau panjang gelombang.

$$\epsilon_{\nu} = \lim_{\Delta V, \Delta T, \Delta \Omega, \Delta \nu \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta V \Delta T \Delta \Omega \Delta \nu} \quad (5.4)$$

$$\epsilon_{\lambda} = \lim_{\Delta V, \Delta T, \Delta \Omega, \Delta \lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta V \Delta T \Delta \Omega \Delta \lambda} \quad (5.5)$$

Dengan  $\epsilon_{\nu}$  adalah koefisien emisi pada frekuensi tertentu,  $\epsilon_{\lambda}$  adalah koefisien emisi pada panjang gelombang tertentu,  $\Delta \Omega$  adalah sudut pancaran radiasi,  $\Delta E$  adalah energi radiasi,  $\Delta V$  adalah volume,  $\Delta T$  adalah waktu pancaran radiasi,  $\Delta \nu$  adalah frekuensi radiasi dan  $\Delta \lambda$  adalah panjang gelombang.

Dari definisi yang disebutkan diatas, koefisien emisi dapat tergantung pada arah radiasi. Dengan demikian hukum Kirchoff dapat menjelaskan hamburan radiasi dalam medan radiasi non-isotropik atau radiasi dengan arah tertentu karena pengaruh medan eksternal.

#### 5.4.3. Distribusi Radiasi Maxwell

Dalam kondisi isotropik dan homogen, dalam suatu plasma memungkinkan

untuk mendapatkan kesetimbangan termik pada temperatur  $T = T_{kinetik}$  melalui suatu hukum distribusi kecepatan.

Jika  $N$  partikel persatuan volume ( $\text{cm}^{-3}$ ) dengan massa masing-masing partikel adalah  $m$ , maka jumlah (fraksi) partikel ( $dN$ ) yang mempunyai kecepatan antara  $\nu$  dan  $\nu + d\nu$  diberikan oleh :

$$dN = N \cdot f(\nu) \cdot d\nu \quad (5.6)$$

$$\frac{dN}{N} = 4\pi\nu^2 \left[ \frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp\left[ -\frac{m\nu^2}{2kT} \right] d\nu \quad (5.7)$$

dengan  $f(\nu)$  adalah fungsi distribusi Maxwell,  $m$  adalah massa partikel,  $k$  adalah konstanta Boltzmann dan  $T$  adalah suhu plasma.

Dalam banyak kasus plasma, elektron mempunyai distribusi Maxwell dengan energi kinetik yang berbeda dengan partikel berat (ion dan atom netral) sedemikian rupa sehingga sering dinamakan temperatur elektronik ( $T_e$ ) untuk elektron dan temperatur gas panas ( $T_g$ ) untuk partikel berat.

#### 5.4.4. Distribusi Radiasi Boltzmann

Jika sejumlah  $N$  atom sejenis berada dalam satu satuan volume ( $\text{cm}^{-3}$ ) dari suatu volume plasma, terdapat sebagian dari atom-atom ini berada pada aras tereksitasi.

Pada kesetimbangan termodinamika total (KTT) atau kesetimbangan lokal (KTL), fraksi  $N_i$  dari atom-atom ini dengan  $i$  aras kuantum dengan energi  $E_i$ , maka fraksi atom tereksitasi ini mengikuti distribusi Boltzmann.

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{U(T)} \exp\left( -\frac{E_i}{kT} \right) \quad (5.8)$$

dengan  $g_i$  adalah bobot statistika atom-atom dari plasma pada aras  $i$ ,  $E_i$  adalah Energi pada aras  $i$ ,  $U(T)$  adalah fungsi partisi atom-atom plasma,  $k$  adalah konstanta Boltzman dan  $T$  adalah suhu plasma.

#### 5.4.5. Distribusi Radiasi Saha

Hukum distribusi ini dapat digunakan untuk menentukan derajat ionisasi di dalam suatu plasma (medium) pada kesetimbangan termodinamika. Suatu atom  $A$  terionisasi akan memberikan suatu ion  $A^+$  dan sebuah elektron  $A \rightarrow A^+ + e$ , dan jika  $N_0$  dan  $N_i$  berturut-turut adalah jumlah partikel persatuan volume dari atom  $A$  pada aras dasar dan ion  $A^+$  positif, dan  $N_e$  adalah densitas elektron, maka hukum Saha dapat menjelaskan perbandingan antara  $N_i, N_0/N_e$  sebagai fungsi temperatur plasma ( $T = T_e$ ).

$$\frac{N_i N_e}{N_o} = \frac{2U_i}{U_o} \frac{(2\pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left[-\frac{(E_{ip} - \Delta E_{ip})}{k_B T_e}\right] \quad (5.9)$$

dengan  $U_i$  adalah fungsi partisi ion,  $U_o$  adalah fungsi partisi atom netral,  $m_e$  adalah massa elektron,  $E_{ip}$  adalah energi ionisasi,  $\Delta E_{ip}$  adalah perubahan energi ionisasi,  $h$  adalah konstanta Planck,  $k_B$  adalah konstanta Boltzmann dan  $T_e$  adalah temperatur elektronik.



Gambar 5.2 Foto dari Meghnad Saha seorang astrofisikawan India yang mengembangkan persamaan ionisasi termal

Untuk memberikan gambaran proses kesetimbangan dalam plasma, skema reaksi ditunjukkan pada tabel 5.1.

Tabel 5.1. Perbandingan proses kesetimbangan dalam plasma

Kesetimbangan Maxwell	<p style="text-align: center;">M</p> $X + Y \rightleftharpoons X + Y$ $E_x + E_y = (E_x + \Delta E) + (E_y - \Delta E)$ Pertukaran energi kinetik dan konservasi
Kesetimbangan Boltzmann	<p style="text-align: center;">B</p> $X + Am +  Emn  \rightleftharpoons X + An$ Deeksitasi $\rightleftharpoons$ eksitasi
Kesetimbangan Saha	<p style="text-align: center;">S</p> $X + Ap +  Ep  \rightleftharpoons X + Aj^+ + e$ Rekombinasi $\rightleftharpoons$ ionisasi
Kesetimbangan Planck	<p style="text-align: center;">P</p> $An \rightleftharpoons Am + hv$ Absorpsi emisi spontan $An + hv \rightleftharpoons Am + 2hv$ Emisi terstimulasi

### 5.5. Perubahan Hukum-hukum gas ideal dalam plasma

Fungsi-fungsi termodinamika dalam plasma diselesaikan berawal dari fungsi-fungsi partisi relatif pada setiap partikel dalam plasma. Tahap pertama menyangkut perhitungan fungsi-fungsi untuk sebuah partikel. Dalam kasus sederhana, entropi diperoleh dari hipotesa Boltzmann (hubungan antara entropi dan probabilitas dari keadaan makroskopik yang paling mungkin) seperti persamaan :

$$S = Nk_B + Nk_B \ln\left(\frac{Z(T)}{N}\right) + \frac{E}{T} \quad (5.10)$$

dengan N adalah jumlah partikel dari jenis partikel yang ditinjau, E adalah energi total yang berhubungan dan Z(T) adalah fungsi partisi tiap partikel.

Dengan menggunakan pendekatan Stirling diperoleh :

$$S = k_B \ln(Z^{tot}(T)) + \frac{E}{T} \quad (5.11)$$

dengan mengusulkan :

$$Z^{tot}(T) = \frac{Z^N(T)}{N!} \quad (5.12)$$

dengan  $Z^{tot}(T)$  adalah partisi total. Fungsi-fungsi termodinamika diselesaikan berdasarkan energi bebas Helmholtz, dihitung :

$$F = E - TS \quad (5.13)$$

atau

$$F = -k_B T \ln Z^{tot}(T) \quad (5.14)$$

Diselesaikan energi dalam bentuk reaksi Helmholtz :

$$-\frac{E}{T^2} = \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{F}{T} \right)_V \quad (5.15)$$

Dengan

$$E = k_B T^2 \left( \frac{\partial \ln Z^{tot}(T)}{\partial T} \right)_V \quad (5.16)$$

entropi dari persamaan (D.2) menjadi :

$$S = k_B \ln Z^{tot}(T) + k_B T \left( \frac{\partial \ln Z^{tot}(T)}{\partial T} \right)_V \quad (5.17)$$

dapat dihitung tekanan melalui diferensial total dari fungsi Helmholtz (5.13) untuk suatu transformasi reversibel :

$$dF = -SdT - PdV = \left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)_V dT + \left( \frac{\partial F}{\partial V} \right)_T dV \quad (5.18)$$

dengan

$$P = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_T \quad (5.19)$$

dengan memasukkan (5.14) dalam persamaan (5.19) maka diperoleh persamaan (5.20):

$$P = k_B T \left(\frac{\partial \ln Z^{tot}(T)}{\partial V}\right)_T \quad (5.20)$$

Entalpi melalui definisi :

$$H = E + PV \quad (5.21)$$

atau

$$H = k_B T^2 \left(\frac{\partial \ln Z^{tot}(T)}{\partial T}\right)_V + k_B T V \left(\frac{\partial \ln Z^{tot}(T)}{\partial V}\right)_T \quad (5.22)$$

Entalpi bebas dari Gibbs adalah :

$$G = H - TS \quad (5.23)$$

Dapat ditulis juga seperti :

$$G = k_B T V \left(\frac{\partial \ln Z^{tot}(T)}{\partial V}\right)_T - k_B T \ln Z^{tot}(T) \quad (5.24)$$

Perlu dicatat seluruh fungsi termodinamika (5.14), (5.16), (5.17), (5.20), (5.22) dan (5.24) akhirnya menunjukkan fungsi-fungsi partisi total. Jika untuk jenis partikel yang diperhitungkan dalam suatu plasma dilakukan suatu hipotesa merupakan gas ideal (partikel tanpa interaksi dan tanpa aras-aras energi dalam), fungsi partisi diselesaikan menjadi :

$$Z(T) = \frac{V}{h^3} (2\pi m k_B T)^{\frac{3}{2}} \quad (5.25)$$

Fungsi partisi total menjadi :

$$Z^{tot}(T) = \frac{1}{N!} \left[ \frac{V}{h^3} (2\pi m k_B T)^{\frac{3}{2}} \right]^N \quad (5.26)$$

dan berikutnya diperoleh dari persamaan (5.16), (5.20) dan (5.22) :

$$E = \frac{3}{2} N k_B T \quad (5.27)$$

$$P = \frac{N k_B T}{V} \quad (5.28)$$

$$H = \frac{5}{2} N k_B T \quad (5.29)$$

Entalpi persamaan (5.24) menjadi :

$$G = -N k_B T \ln \left[ \frac{Z(T)}{N} \right] \quad (5.30)$$

dengan memasukkan persamaan umum maka diperoleh :

$$\frac{Z(T)}{N} = e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} \quad (5.31)$$

berikutnya diperoleh :

$$G = N \mu_c \quad (5.32)$$

Untuk partikel-partikel murni potensial kimia C menunjukkan bahwa entalpi bebas untuk satu partikel.

Jadi permasalahan yang dibahas di atas baru menunjukkan satu jenis partikel dalam plasma. Suatu plasma yang mengandung campuran antara elektron, ion, dan partikel netral (atom dan molekul) fungsi-fungsi termodinamika global harus diperhitungkan untuk setiap jenis partikel. Permasalahan ini akan lebih rumit jika tumbukan-tumbukan antar partikel terdiri dari 3 tipe tumbukan (elastis, in-elastis dan reaktif). Modifikasi pertama yang harus dilakukan adalah pada derajat kebebasan eksternal, berikutnya derajat internal dan yang terakhir adalah perubahan dari sifat partikel (ionisasi dan disosiasi). Tumbukan-tumbukan reaktif mengubah jumlah partikel  $N_k$ . Mekanisme ini akan meningkatkan temperatur dan terjadi penguapan. Pada kesetimbangan, jumlah total partikel plasma dituliskan :

$$N = \sum_K N_K \quad (5.33)$$

Untuk jenis partikel K, energi menjadi (tanpa memperhitungkan mekanisme reaktif) :

$$E_K = k_B T^2 \left(\frac{\partial \ln Z_K^{tot}(T)}{\partial T}\right)_V \quad (5.34)$$

Misal bahwa tumbukan-tumbukan reaktif ionisasi-rekombinasi dimana disosiasi-rekombinasi sekaligus diproduksi, diperoleh :



dengan E adalah energi reaksi dan dapat dituliskan :

$$\Delta E = E_s + \delta E_s \quad (5.35)$$

$E_s$  adalah energi ambang yang diperlukan untuk ionisasi atau untuk disosiasi,  $\delta E_s$  adalah penurunan dari energi ambang dalam kasus ionisasi. Efek ini akibat interaksi Coulombian untuk partikel-partikel bermuatan yang terjadi dalam plasma. Disamping itu untuk energi :

- ionisasi :  $\delta E_s \neq 0$ ,

$$E_s = E_s^{ion}$$

- disosiasi :  $\delta E_s = 0$

$$E_s = E_s^{dis}$$

Tiap partikel (P,Q) yang terbentuk dalam reaksi-reaksi penting dengan energi  $\Delta E$  dapat dituliskan energi yang diberikan pada setiap partikel K:

$$\mu'_K + \delta\mu'_K = \frac{1}{2} \Delta E \quad (5.36)$$

Karena  $N_K$  partikel dihasilkan melalui mekanisme yang telah dituliskan sebelumnya, energi  $E_K$  untuk jenis partikel ini menaikkan jumlah  $N_K(\mu'_K + \delta\mu'_K)$  atau

$$E_K = k_B T^2 \left( \frac{\partial \ln Z_K^{tot}(T)}{\partial T} \right)_V + N_K (\mu'_K + \delta\mu'_K) \quad (5.37)$$

dapat dituliskan juga

$$E_K = k_B T^2 \left( \frac{\partial \ln \bar{Z}_K^{tot}(T)}{\partial T} \right)_V \quad (5.38)$$

dengan memberikan :

$$\bar{Z}_K^{tot}(T) = Z_K^{tot}(T) \cdot e^{-\frac{N_K(\mu'_K + \delta\mu'_K)}{k_B T}} \quad (5.39)$$

perlu dicatat bahwa :

$$Z_K^{tot}(T) = \frac{Z_K^{N_K}}{N_K!} \quad (5.40)$$

Kita peroleh :

$$\bar{Z}_K^{tot}(T) = \frac{\bar{Z}_K^{N_K}}{N_K!} \quad (5.41)$$

dengan

$$\bar{Z}_K(T) = Z_K(T) \cdot e^{-\frac{(\mu'_K + \delta\mu'_K)}{k_B T}} \quad (5.42)$$

Dengan memasukkan jumlah partikel NK diperoleh :

$$N_K = e^{\frac{\mu_{e,K}}{k_B T}} \quad (5.43)$$

atau

$$N_K = \bar{Z}_K(T) \quad (5.44)$$

dengan memberikan

$$\mu_{e,K} = -(\mu'_K + \delta\mu'_K) \quad (5.45)$$

Potensial kimia disini menunjukkan energi yang dibutuhkan dalam pembentukan suatu jenis partikel K, dan kemudian entropi menjadi :

$$S_K = k_B \ln \bar{Z}_K^{tot}(T) + \frac{E_K}{T} \quad (5.46)$$

Entropi total untuk fluida homogen adalah :

$$S = \sum_K S_K \quad (5.47)$$

atau

$$S = k_B \ln \bar{Z}^{tot}(T) + \frac{E}{T} \quad (5.48)$$

dengan

$$E = \sum_K E_K \quad (5.49)$$

$$\bar{Z}^{tot}(T) = \prod_K \bar{Z}_K^{tot}(T) \quad (5.50)$$

Energi bebas Helmholtz menjadi :

$$F = -k_B T \ln \bar{Z}^{tot}(T) \quad (5.51)$$

Kemudian energi dapat diselesaikan menjadi :

$$E = k_B T^2 \left( \frac{\partial \ln \bar{Z}^{tot}(T)}{\partial T} \right)_V \quad (5.52)$$

Tekanan dalam persamaan (5.20), (5.22), entalpi bebas (5.24) dapat dituliskan menjadi :

$$P = k_B T \left( \frac{\partial \ln \bar{Z}^{tot}(T)}{\partial V} \right)_T \quad (5.53)$$

$$H = k_B T^2 \left( \frac{\partial \ln \bar{Z}^{tot}(T)}{\partial T} \right)_V + k_B T V \left( \frac{\partial \ln \bar{Z}^{tot}(T)}{\partial V} \right)_V \quad (5.54)$$

$$G = k_B T V \left( \frac{\partial \ln \bar{Z}^{tot}(T)}{\partial V} \right)_T - k_B T \ln \bar{Z}^{tot}(T) \quad (5.55)$$

Fungsi-fungsi termodinamika global terbentuk berawal dari fungsi-fungsi partisi total. Dengan memasukkan persamaan (5.53), (5.54), (5.55), dan

$$Z(T) = \frac{V}{h^3} (2\pi m k_B T)^{\frac{3}{2}} Z^{int}(T) \quad (5.56)$$



maka dapat dituliskan secara eksplisit :

$$\bar{Z}^{tot}(T) = \prod_K \frac{1}{N_K!} \left[ \frac{V}{h^3} (2\pi m k_B T)^{\frac{3}{2}} Z_K^{int}(T) e^{-\frac{(\mu'_K + \delta\mu'_K)}{k_B T}} \right]^{N_K} \quad (5.57)$$

diperoleh secara khusus untuk energi dan tekanan :

$$E = \sum_K N_K \left[ \frac{3}{2} k_B T + \mu'_K + \delta\mu'_K + k_B T^2 \left( \frac{\partial \ln Z_K^{int}(T)}{\partial T} \right) \right] \quad (5.58)$$

$$P = \sum_K \frac{N_K k_B T}{V} - \sum_K N_K \left[ \frac{\partial \ln Z_K^{int}(T)}{\partial V} \right]_T \quad (5.59)$$

Perlu dicatat bahwa tekanan di dalam plasma merupakan tekanan dalam gas ideal setelah melalui koreksi karena hasil interaksi ( $\delta\mu'_K$ ) antar partikel. Koreksi ini dihitung dengan mengandaikan  $\mu'_K$  tidak tergantung pada volume

$$\Delta P = \sum_K N_K \left[ \frac{\partial(\mu'_K)}{\partial V} \right]_T \quad (5.60)$$

Diselesaikan  $\Delta P$  melalui penyelesaian :

$$\delta\mu'_K = \frac{1}{2} \delta E_s \quad (5.61)$$

Mekanisme disosiasi ( $\delta E_s = 0$ ) tidak tergantung pada variasi dari tekanan. Dalam kasus ionisasi ( $\delta E_s \neq 0$ ). Jadi  $\delta E_s$  berpengaruh pada tekanan :

$$\delta E_s = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ie}} \quad (5.62)$$

dengan  $r_{ie}$  adalah jarak elektron-ion. Untuk jarak  $r_{ie}$  kurang dari panjang Debye,  $\lambda_D$ , interaksi sangat efektif, jika  $r_{ie}$  lebih dari  $\lambda_D$  maka interaksi dapat diabaikan. Akhirnya dengan memperhitungkan kondisi fisik, dapat dihitung faktor koreksi rata-rata  $\delta\mu'_K$  dengan mengandaikan untuk pendekatan pertama :

$$r_{ie} \approx \lambda \quad (5.63)$$

Panjang gelombang Debye disini diandaikan seperti jarak rata-rata antar partikel dan dapat dituliskan :

$$\lambda_D^3 = \frac{1}{n} \quad (5.64)$$

dengan  $n$  adalah densitas rata-rata seluruh partikel-partikel bermuatan sedemikian rupa sehingga dengan memasukkan persamaan (5.60) ke persamaan (5.62) diperoleh :

$$\delta\mu'_K = \frac{-q^2}{8\pi\epsilon_0} n^{-\frac{1}{3}} \quad (5.65)$$

Berikutnya persamaan ini dimasukkan ke koreksi tekanan dan kemudian diperoleh

$$\Delta P = \frac{-Nq^2}{8\pi\epsilon_0} \left( \frac{\partial n^{-\frac{1}{3}}}{\partial V} \right)_T \quad (5.66)$$

Dengan menuliskan  $\bar{n}$  sebagai fungsi jumlah total partikel  $N$  dan volume  $V$  diperoleh :

$$\Delta P = \frac{\bar{n}q^2}{24\pi\epsilon_0} \frac{1}{\lambda_D} \quad (5.67)$$

dengan memasukkan definisi panjang gelombang Debye :

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T}{nq^2} \quad (5.68)$$

akhirnya diperoleh koreksi tekanan :

$$\Delta P = \frac{k_B T}{24\pi\lambda_D^3} \quad (5.69)$$

Dengan memasukkan persamaan 5.69 ke 5.59 maka diperoleh :

$$P \approx \bar{n}k_B T - \frac{k_B T}{24\pi\lambda_D^3} \quad (5.70)$$

Dari persamaan 5.70 dapat disimpulkan bahwa tekanan gas ideal mengalami perubahan jika telah menjadi plasma. Tekanan plasma selalu lebih kecil dibandingkan gas ideal

### SOAL - SOAL

1. Hukum-hukum termodinamika dalam gas sudah tidak berlaku lagi dalam plasma. Terdapat beberapa kesetimbangan termodinamika dalam plasma. Sebutkan dan jelaskan!
2. Jelaskan hukum-hukum radiasi dan distribusi dalam plasma. Jelaskan kondisi agar distribusi tersebut berlaku!
3. Sebelum anda mempelajari fisika plasma, distribusi Saha belum anda ketahui. Jelaskan secara rinci apa yang dimaksud dengan distribusi Saha!

Jika perbandingan antara densitas atom tereksitasi ( $N_i$ ) dengan atom netral ( $N$ ) diketahui misalnya melalui eksperimen spektroskopi maka melalui persamaan distribusi Boltzmann  $\frac{N_i}{N} \propto \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)$  temperatur eksitasi atom-atom dalam plasma dapat ditentukan. Jelaskan metode tersebut!

# BAB 6

## Plasma Tokamak dan Fusi Nuklir

### 6.1. Pendahuluan

Selama manusia mendiami bumi, selama itu pulalah manusia membutuhkan energi bagi kehidupannya. Konsumsi energi oleh manusia selalu bertambah seiring dengan bertambahnya penghuni bumi dan meningkatnya kemampuan teknologi manusia. Setiap teknologi yang diciptakan selalu digerakkan oleh suatu energi tertentu. Di sisi lain energi yang tersedia dan kini telah dapat dieksploitasi di muka bumi sangat terbatas, baik energi yang terbarukan apalagi energi yang tak terbarukan. Dengan kemampuannya manusia selalu mencoba mencari alternatif-alternatif penyelesaian dalam persoalan keberlangsungan hidupnya termasuk dalam sektor energi.

Dalam pemanfaatan reaksi nuklir sejak lima puluhan tahunan yang lalu, Pusat Listrik Tenaga Nuklir (PLTN) telah mengeksploitasi reaksi fisi nuklir untuk dikomersialkan. Dalam hal ini U235 mengalami disintegrasi menjadi inti-inti yang lebih ringan, sambil melepaskan energi yang dapat dikonversikan menjadi energi panas. PLTN fisi nuklir ini masih sangat kontroversial dengan unsur-unsur sisa pembelahan Uranium yang masih sangat radioaktif dan mempunyai umur paruh yang sangat panjang.

Salah satu “mimpi” para ilmuwan dan teknologi adalah bagaimana mencontoh reaksi fusi yang terjadi di matahari, di muka bumi sebagai sumber energi. Temperatur di inti matahari cukup tinggi sehingga atom-atom Hidrogen di matahari dalam keadaan terionisasi. Inti-inti yang bermuatan positif (ion) dan elektron-elektron bermuatan negatif bercampur yang mengalami interaksi elektrik dan elektromagnetik. Materi dalam kondisi “percampuran” antara ion dan elektron inilah yang disebut Plasma. Karena pengaruh suhunya yang sangat tinggi energi agitasi termik inti-inti atom tersebut sangat tinggi, inti-inti ringan ini bereaksi membentuk inti yang lebih berat. Reaksi ini berlangsung terus menerus

dan melepaskan energi yang sangat besar berupa radiasi matahari. Untuk mendapatkan tipe reaksi yang berlangsung di matahari dalam suatu “mesin energi” di bumi merupakan mimpi sejak awal petualangan nuklir untuk energi. Solusi yang kelihatannya lebih mudah adalah melakukan penggabungan 2 isotop hidrogen, deuterium (inti yang mengandung 1 proton dan 1 neutron) dan tritium (1 proton dan 2 neutron).

Masalah yang muncul adalah bagaimana mendapatkan panas yang cukup tinggi agar deuterium dan tritium dapat bergabung (fusi), bagaimana mengontrol reaksi-reaksi fusi tersebut dalam kondisi diadaptasikan dengan eksploitasi industrial. Bagaimana panas yang telah diperoleh dalam kondisi plasma dapat dipertahankan agar reaksi terus berlangsung sambil melepaskan energi yang dapat bermanfaat? Inilah masalah-masalah besar yang masih harus dijawab secara eksperimen dengan kehandalan tinggi.

Dengan mengerahkan ribuan ilmuwan seluruh dunia dalam petualangan yang sangat ambisius tersebut, hingga kini belum juga dapat menghasilkan energi yang diharapkan dan bahkan reaksi fusi di muka bumipun hanya baru terjadi sekali di Joint European Torus, pada tahun 1992. Reaksi itupun hanya berlangsung selama dua menit.

Bab ini mencoba menerangkan serba ringkas tentang pengertian-pengertian dasar Plasma Tokamak dan Fusi Termonuklir sebagai pembangkit energi, berikut contoh-contoh eksperimen serta hasil-hasil yang telah diperoleh oleh beberapa reaktor termonuklir di dunia.

### 6.2. Plasma Tokamak

Karena plasma merupakan campuran partikel-partikel bermuatan maka plasma dapat dikontrol oleh medan magnet. Medan magnet yang sesuai akan dapat digunakan untuk mengurung plasma dengan kerapatan yang cukup tinggi dan kesetabilan energi dengan waktu yang cukup panjang. Untuk pengurungan plasma dengan medan magnet yang terkemuka saat ini adalah teknik Plasma Tokamak (tokamak suatu akronim bahasa rusia dari “*toroidalnya kamera ve magnetnaya katushka*”=“*toroidal chamber with magnetic coil*”). Teknik ini diusulkan pertama kali oleh dua fisikawan Rusia, keduanya pemenang hadiah nobel Andrei Sakharov dan Igor Tamm.

Konsep plasma tokamak diusulkan dalam kaitannya dengan ide untuk mengontrol reaksi fusi nuklir. Dan kini teknik plasma tokamak merupakan satu-satunya model untuk mengusahakan terjadinya reaksi fusi termonuklir. Reaksi fusi terjadi jika inti-inti dari unsur-unsur ringan bergabung menjadi suatu unsur yang lebih berat. Yang paling mudah (secara teoritis) adalah reaksi antara dua isotop hidrogen (deuterium dan tritium) seperti reaksi di bawah ini :



Reaksi ini selain membebaskan energi juga melepaskan neutron cepat dari pembentukan inti atom helium (partikel  $\alpha$ ). Dalam suatu reaktor fusi, zona reaksi dikelilingi oleh suatu selimut dan selimut ini merupakan daerah konservasi energi (energi terbebaskan dari reaksi fusi dan energi kinetik neutron) menjadi energi panas. Panas tersebut mendidihkan air dan uapnya untuk memutar turbin pembangkit energi listrik konvensional.

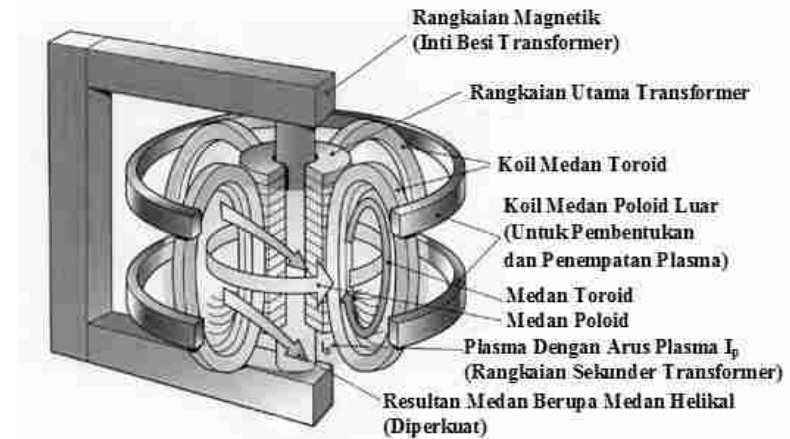
Reaksi fusi terkontrol memang sebuah harapan. Beberapa negara maju terus saja memacu para ilmuwan mereka untuk mendapatkan suatu teknik yang mampu menjaga kesetimbangan dan kesetabilan plasma di dalam reaktor dan memungkinkan terjadinya reaksi fusi terkontrol terus menerus. Pada tahun 80-an beberapa tokamak telah dibangun seperti TFTR di AS, JET di Uni Eropa, JT-60 di Jepang dan dua terakhir Tokamak koil superkonduktor – Tore Supra di Prancis dan T-15 di Beka USSR. Dari semua Tokamak yang ada di dunia hanya JET pada tahun 1992 mendapatkan hasil eksperimen yang memungkinkan reaksi fusi terjadi. Temperatur plasma telah mencapai antara 100 sampai 200 juta kelvin, suatu kerapatan plasma dalam orde miligram per meter kubik, dan kesetabilan plasma mencapai antara 1 sampai 2 detik setelah sumber energi luar diputus.

Sebuah mega proyek plasma Tokamak telah direncanakan oleh gabungan Uni-Eropa Rusia, Amerika Serikat dan Jepang dan akan diputuskan di mana akan dilakukan pembangunannya pada tahun 1998. Proyek itu bernama *International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER)*. Rencananya ITER akan mengkombinasikan beberapa teknik unggul dari Tokamak yang telah dilakukan di negara-negara anggota.

Dalam fase plasma terdapat kesetimbangan termodinamik jika gas terionisasi total. Ionisasi dalam gas dapat terjadi akibat dari tumbukan antar molekul gas netral, antar elektron dengan gas netral, antar ion dengan molekul gas netral. Dalam laboratorium sering ditemui plasma tidak dalam kesetimbangan termodinamik (*non-equilibrium plasma*).

### 6.3. Konfigurasi Medan Magnetik Plasma Tokamak

Konfigurasi medan magnetik dibangun melalui tiga komponen, yang pertama diproduksi oleh suatu set koil di sekitar ruang utama plasma. Koil ini akan menghasilkan medan toroidal di sekitar sumbu mayor reaktor. Komponen kedua disebut komponen medan poloidal yang dibangkitkan oleh suatu sistem koil yang dipasang di luar ruang reaktor utama tegak lurus terhadap koil toroidal. Kombinasi medan magnetik yang dihasilkan oleh koil toroidal dan koil poloidal akan menghasilkan medan magnetik helikal yang memelihara plasma tetap tidak menyentuh dinding reaktor (lihat gambar 6.1).



Gambar 6.1 Ilustrasi konfigurasi medan magnetik dan koil-koil pembangkitnya, resultan medan toroidal dengan medan poloidal menghasilkan medan helikal

Di dalam reaktor fusi plasma yang terkungkung magnetik (*magnetic confinement*) terdapat ion-ion dan elektron-elektron dalam keadaan Kesetimbangan Termodinamik Total (KTT). Dalam keadaan KTT terdapat hanya satu temperatur yakni temperatur ( $T_i \approx T_e$ ), yakni temperatur termodinamik. Plasma dalam kondisi ini disebut plasma panas dan suhunya dalam orde  $10^8$  K dan mengikuti seluruh fungsi-fungsi distribusi (hukum-hukum Maxwell, Boltzmann, Saha dan Planck) dan mempunyai persamaan-persamaan termodinamik yang sangat berbeda dengan gas (karenanya disebut materi fase keempat).

### 6.4. Plasma Tokamak dan Reaktor Fusi

Konsep plasma tokamak diusulkan dalam kaitan dengan ide untuk mengontrol reaksi fusi nuklir. Dan kini teknik plasma tokamak merupakan satu-satunya model untuk mengusahakan terjadinya reaksi fusi termonuklir. Reaksi fusi terjadi, jika inti-inti dari unsur-unsur ringan bergabung menjadi suatu unsur yang lebih berat. Yang paling mudah (secara teoretis) adalah reaksi antara dua isotop hidrogen (deuterium dan tritium) seperti reaksi R 6.1. Reaksi ini selain membebaskan energi juga melepaskan neutron cepat dan pembentukan inti atom helium (partikel  $\alpha$ ). Dalam suatu reaktor fusi, zona reaksi dikelilingi oleh suatu selimut dan selimut ini merupakan daerah konservasi energi (energi terbebaskan dari reaksi fusi dan energi kinetik neutron) menjadi energi panas.

### 6.5. Fusi Nuklir dan Kriteria Lawson

Seperti yang tertulis pada reaksi R6.1 bahwa reaksi DT akan menghasilkan energi, energi ini diperoleh dari cacat massa  $\Delta m = (m_D + m_T) - (m_{He} + n)$ , oleh teori relativitas khusus Einstein bahwa energi yang dibebaskan adalah sebesar :

$$E = \Delta m \cdot c^2 \tag{6.1}$$

Energi yang dibebaskan ini secara teoretis sebagian akan digunakan untuk mempertahankan plasma panas dalam reaktor dan sebagian lagi akan dikonversi menjadi energi listrik. Kebolehjadian terjadinya reaksi DT ditunjukkan oleh tampang lintang. Tampang lintang efektif untuk reaksi fusi DT pada temperatur di bawah 100 KeV dapat didekati dengan persamaan berikut:

$$\ln(\langle \sigma v \rangle_{DT}) = \frac{-21,38}{T_e^{0,29}} - 25,2 - 7,1 \cdot 10^{-2} T_e + 1,94 \cdot 10^{-4} T_e + 4,92 \cdot 10^{-6} T_e^3 - 3,98 \cdot 10^{-8} T_e^4 \tag{6.2}$$

untuk suhu 23 KeV memiliki tampang lintang sebesar  $\langle \sigma v \rangle_{DT} = 5,14 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ , nilai ini berkisar 100 kali lipat dari tampang lintang reaksi fusi DD (Deutrium-Deutrium) yang memiliki tampang lintang  $\langle \sigma v \rangle_{DD} = 1,110^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$ . Reaksi DD seperti pada reaksi berikut:



Pada reaksi DD, jika D dalam bentuk plasma akan dihasilkan sebuah isotop T dengan temperatur 10 KeV, dan kemudian reaksi akan berlanjut dengan reaksi DT yang akan menghasilkan sebuah netron.

Partikel-partikel yang bereaksi fusi akan memasuki potensial Coulomb dari atom, sehingga harus mengalami tunneling. Kebolehjadian sebuah partikel melakukan tunneling adalah mengikuti persamaan,

$$f_G = \exp\left(-\frac{\Delta}{\Delta_\lambda}\right) \tag{6.3}$$

Dengan  $\Delta$  adalah jarak yang harus ditembus oleh partikel, dan  $\Delta_\lambda$  adalah panjang gelombang de Broglie dari partikel. Misalkan terdapat partikel dengan muatan inti sebesar  $Z_1$  bermassa  $m$  dan bergerak dengan kecepatan  $v$  berinteraksi dengan partikel lain dengan muatan inti sebesar  $Z_2$ , maka partikel tersebut akan memiliki energi potensial Coulomb sebesar:

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \Delta} \tag{6.4}$$

Besarnya energi potensial ini harus sama dengan besarnya energi kinetik dari partikel datang  $\frac{mv^2}{2}$  sehingga akan diperoleh:

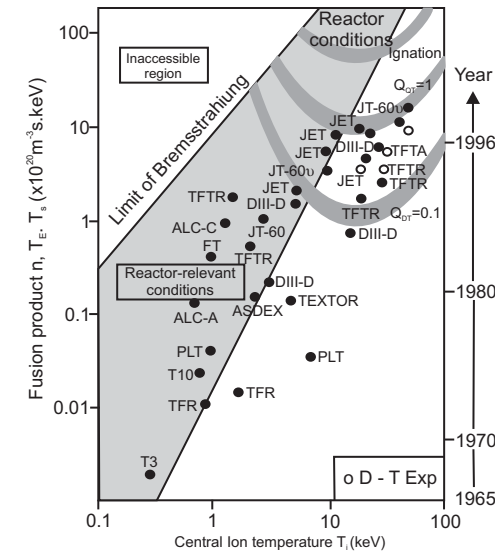
$$\Delta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\pi\epsilon_0 mv^2} \tag{6.5}$$

Dengan memasukkan bahwa panjang gelombang de Broglie adalah  $\Delta\lambda = h/(mv)$  maka akan diperoleh probabilitas tunneling sebesar:

$$f_G \propto \exp\left(-\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\epsilon_0 h v}\right) \tag{6.6}$$

Nilai  $f_G$  ini sering disebut dengan faktor Gamov.

Untuk terjadinya reaksi fusi mengharuskan pengkondisian energi yang tinggi dan temperatur plasma mencapai ratusan juta derajat. Yang menarik adalah energi yang dilepaskan dalam reaksi fusi cukup untuk mempertahankan keberlangsungan kondisi plasma agar reaksi fusi terus berlangsung, dan masih tersisa energi untuk dimanfaatkan.



Gambar 6.2 Tiga perkalian fusi ( $n\tau$ ) sebagai fungsi temperatur ion  $T_i$  dari sejumlah plasma Tokamak di dunia. JT 60-Jepang, D III-Rusia, JET-Eropa; TFTR-Amerika

Agar temperatur tinggi ( $T$ ) dapat dipertahankan, kosentrasi (densitas) inti  $n$  harus cukup tinggi dan kondisi ini harus bertahan selama waktu pengungkungan energi  $\tau$  cukup panjang. Suatu formula sederhana yang dikenal dengan Kriteria

Lawson diusulkan pada tahun 1957 oleh Lawson, menunjukkan jika inti-inti yang mengalami penggabungan adalah deuterium-tritium maka perkalian  $nT\tau$  harus lebih besar dari  $6 \cdot 10^{21}$  dengan satuan  $n$  adalah partikel per meter kubik,  $\tau$  dalam detik, dan  $T$  dalam keV. Kriteria Lawson dapat diringkas menjadi:

$$nT\tau > 6 \cdot 10^{21} \quad (6.7)$$

Kriteria Lawson inilah yang menjadi standar unjuk kerja dari suatu reaktor Fusi termonuklir. Berbagai reaktor di dunia terus menunjukkan perkembangan tiga perkalian fusi (*triple fusion product*) dan perkembangannya dapat dilihat pada gambar 6.2.

### 6.6. Pembangkit plasma dalam Reaktor Fusi themonuklir

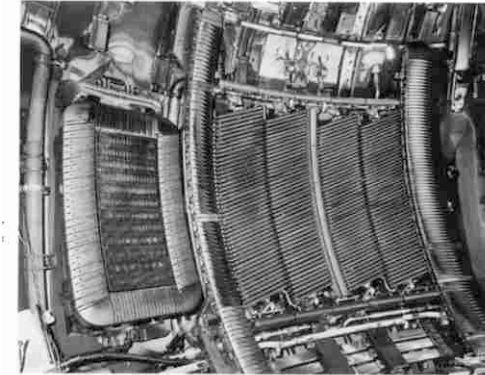
Pada umumnya untuk membangkitkan plasma digunakan pemanasan radio frekuensi (*Radio frequency heating*). Sistem pemanasan ini dikenal dengan nama Ion Cyclotron Resonance Frequency (ICRF). ICRF dioperasikan pada rentang frekuensi 23-57 MHz. Sebagai contoh yang digunakan oleh JET pemanasan ICRF terdapat 8 unit modul identik, setiap unit terdiri dari sebuah tandem amplifier, seperangkat tranmisi koaksial tersusun menjadi elemen-elemen. Elemen-elemen ini merupakan antena yang ditempatkan tepat pada dinding reaktor. Kedelapan generator RF pada JET memproduksi daya maksimum sebesar 32 MW. Daya tersebut yang digunakan untuk mengionisasi gas deuterium dan tritium menjadi plasma dan mempertahankan kondisi plasma. Daya bersih yang digunakan JET untuk pemanasan plasma ini sekitar 22,7 MW.

### 6.7. Kriteria Pembakaran

Agar reaksi fusi plasma DT terus berlangsung, parameter yang perlu diperhatikan adalah partikel plasma, waktu pengungkungan energi, temperatur dan densitas plasma.

Di dalam reaktor tokamak selalu terdapat D,T dan He. Konsentrasi Helium ( $f_{He} = n_{He}/n_e$ ) dan konsentrasi ion ( $f_i = n_i/n_e$ ), pada sebuah plasma harus memenuhi kenetralan muatan, sehingga akan berlaku:

$$n_D + n_T + 2n_{He} + \sum q_i n_i = n_e \quad (6.8)$$



Gambar 6.3. Foto satu modul antena ICRF yang digunakan oleh JET (Jet,1997)

Untuk densitas deuterium dan densitas tritium sama ( $n_D = n_T = n_{DT}$ ), dari persamaan (6.8) maka akan didapatkan:

$$2n_{DT} = n_e - 2n_{He} - \sum q_i n_i$$

$$n_{DT} = \frac{n_e}{2} \left( 1 - 2 \frac{n_{He}}{n_e} - \sum q_i \frac{n_i}{n_e} \right)$$

$$n_{DT} = \frac{n_e}{2} \left( 1 - 2f_{He} - \sum q_i f_i \right) \quad (6.9)$$

Dengan  $q_i$  adalah besarnya muatan ion, angka 2 didapatkan dari besarnya muatan inti helium. Pada keadaan yang mantab, laju produksi  $\alpha$  sama dengan laju pengurangannya, sehingga menghasilkan persamaan:

$$n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} = \frac{n_{He}}{\tau_{He}^*} \quad (6.10)$$

Dengan  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  adalah koefisien laju reaksi fusi. Waktu pengungkungan partikel ( $\tau_{He}$ ) dirumuskan sebagai:

$$\tau_{He} = \frac{\int n_{He} dV}{\int_{surface} \Gamma_{He} dS} \quad (6.11)$$

Dengan  $\Gamma$  adalah fluks densitas inti helium yang keluar dari volume sebesar  $V$  yang terlindungi luasan sebesar  $S$ . Waktu efektif pengungkungan partikel He ( $\tau_{He}^*$ ) dirumuskan sebagai:

$$\tau_{He}^* = \frac{\tau_{He}}{1 - R_{cyc}} = \frac{\tau_{He}}{\varepsilon} \quad (6.12)$$

Dengan  $R_{cyc}$  adalah koefisien recycle dan  $\varepsilon$  adalah efisiensi pengeluaran yang dinyatakan dengan *Scrape-off layer* (SOL), yang terkait dengan pemompaan atom He keluar dari reaktor fusi. Selama pengosongan muatan, partikel helium meninggalkan dan kembali memasuki plasma berkali-kali sebelum partikel-partikel tersebut dipompakan keluar. Waktu efektif pengungkungan biasanya lebih besar dari waktu pengungkungan partikel,  $\tau_{He}^* \gg \tau_{He}$ .

Ketika sumber bahan bakar dinon-aktifkan, maka densitas plasma akan meluruh dengan waktu karakteristik peluruhan sebesar  $\tau_p^*$ , peluruhan yang terjadi adalah peluruhan secara eksponensial,  $\exp(-t/\tau_p^*)$ , karena proses reaksi berkelanjutan, maka waktu pengungkungan plasma dapat dituliskan sebagai:

$$\tau_p = (1 - R_{cyc}) \tau_p^* \quad (6.13)$$

Berdasarkan persamaan di atas diperoleh  $\tau_p < \tau_p^*$ . Perbedaan antara  $\tau_p$  dan  $\tau_p^*$  dapat digunakan untuk menganalisa kriteria pembakaran. Dalam eksperimen reaksi fusi didapatkan bahwa besarnya  $\tau_p^*$  dalam orde satu sekon, sedangkan  $\tau_p$  dalam orde puluhan mili sekon.

Pada reaksi fusi, produksi inti helium dapat dikatakan juga produksi energi. Karena jika terjadi reaksi maka yang terbentuk adalah He, dalam proses pemompaan helium sebagian dari isotop hidrogen akan turut keluar bersama dengan helium, hal ini menyebabkan pengurangan bahan bakar reaktor fusi DT, maka pemompaan helium harus memenuhi kriteria:

$$n_e \tau_p^* = \frac{4f_{He}}{(1 - 2f_{He} - \sum q_i f_i) \langle \sigma v \rangle_{DT}} \quad (6.14)$$

Reaksi fusi akan menghasilkan neutron berenergi tinggi, yang akan diubah menjadi neutron termal. Daya dari atom He yang dihasilkan dari reaksi adalah  $P_\alpha$ , maka daya dari neutron termal dapat dituliskan sebagai:

$$P_\alpha - P_{Brem} - P_{rad} = P_n$$

$$P_\alpha - P_{Brem} - P_{rad} = \frac{W_E}{\tau_E} = \frac{3}{2} \frac{(n_e k_B T_e + 2n_{DT} k_B T_{DT} + n_{He} k_B T_{He} + \sum n_i k_B T_i)}{\tau_E} \quad (6.15)$$

Dengan  $W_E$  adalah energi plasma,  $\tau_E$  adalah waktu pengungkungan energi,  $P_{Brem}$  adalah daya yang hilang akibat proses Bremsstrahlung,  $P_{rad}$  daya yang hilang akibat radiasi ion-ion.

Daya helium  $P_\alpha$  diberikan oleh persamaan:

$$P_\alpha = n_{DT}^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha = \frac{n_e^2}{4} (1 - 2f_{He} - \sum f_i q_i)^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha \quad (6.16)$$

Sedangkan daya yang dipancarkan karena radiasi ion-ion adalah sebagai berikut

$$P_{rad} = n_e \sum n_i L_i(T_e) \quad (6.17)$$

Dengan  $L_i$  adalah fungsi radiasi dari setiap ion ke  $i$ ,  $T_e$  adalah temperatur elektron. Sehingga dengan mengambil  $q_{DT} = 1$  dan  $q_{He} = 2$ ,  $P_{Brem}$  dapat ditulis sebagai:

$$\begin{aligned} P_{Brem} &= c_{br} n_e \left( 2n_{DT} + 4n_{He} + \sum_i q_i^2 n_i \right) \sqrt{k_B T_e} \\ &= c_{br} n_e^2 Z_{eff} \sqrt{k_B T_e} \\ &= c_{br} n_e^2 \left( 1 + 2f_{He} \sum [q_i^2 - q_i] f_i \right) \sqrt{k_B T_e} \end{aligned} \quad (6.18)$$

Karena  $2n_{DT}/n_e = 1 - 2f_{He} - \sum q_i f_i$  dan

$$c_{br} = \frac{16\sqrt{2\pi} \gamma_G}{3\sqrt{3} (4\pi\epsilon_0)^3 m_e^{3/2} c^3 \hbar} = 3,84 \times 10^{-29} \text{ Wm}^2 \text{ s} / \sqrt{\text{kg}} \quad (6.19)$$

Dengan  $\gamma_G \approx 1$  yang disebut dengan faktor Gaunt, yang dikenalkan oleh Kramers untuk menghitung ketidaksesuaian antara mekanika klasik dan mekanika kuantum.  $Z_{eff}$  adalah muatan inti efektif dari ion plasma,

$$Z_{eff} = \frac{\int_{\text{semua ion}} q_i^2 n_i}{\int_{\text{semua ion}} q_i n_i} = \frac{\int_{\text{semua ion}} q_i^2 n_i}{n_e} \quad (6.20)$$

Dengan mensubstitusikan persamaan (6.17) (6.18) dan (6.19) ke (6.16) dan dengan asumsi bahwa  $T = T_e = T_{DT} = T_{He} = T_i$ , maka diperoleh kriteria pembakaran seperti persamaan:

$$n_e \tau_E = \frac{3}{2} k_B T \left[ \frac{(2 - f_{He} + \sum f_i [1 - q_i]) \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha}{4} - \frac{c_{br} (1 + 2f_{He} + \sum [q_i^2 - q_i] f_i) \sqrt{k_B T} - \sum f_i L_i}{(1 - 2f_{He} - \sum f_i q_i) (2 - f_{He} + \sum f_i [1 - q_i]) \langle \sigma v \rangle_{DT} k_B T} \right] \quad (6.21)$$

Kriteria pengeluaran seperti pada persamaan (6.14) dan kriteria pembakaran (6.21) dapat dikombinasi untuk menghilangkan densitas elektron dengan mengenalkan perbandingan:

$$\gamma = \frac{\tau_{He}^*}{\tau_E} \quad (6.22)$$

Berdasarkan penyelesaian persamaan pangkat tiga untuk ketentuan konsentrasi ion pengotor,  $f_i$ , memberikan  $\gamma$ ,  $T$  dan  $f_{He}$

$$\gamma = \frac{8f_{He}}{3} \left[ \frac{\frac{(1 - 2f_{He} - \sum f_i [1 - q_i])^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha}{4} - \frac{c_{br} (1 + 2f_{He} + \sum f_i [q_i^2 - q_i]) \sqrt{k_B T} - \sum f_i L_i}{(1 - 2f_{He} - \sum f_i q_i) (2 - f_{He} + \sum f_i [1 - q_i]) \langle \sigma v \rangle_{DT} k_B T}}{(1 - 2f_{He} - \sum f_i q_i) (2 - f_{He} + \sum f_i [1 - q_i]) \langle \sigma v \rangle_{DT} k_B T} \right] \quad (6.23)$$

Pada  $f_i = 0$  (tanpa ion pengotor) persamaan akan tereduksi menjadi:

$$\gamma = \frac{2f_{He}}{3} \left[ \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha - \frac{4c_{br} (1 + 2f_{He}) \sqrt{k_B T}}{(1 - 2f_{He})^2}}{(2 - f_{He}) \langle \sigma v \rangle_{DT} k_B T} \right] \quad (6.24)$$

Persamaan pangkat tiga yang mengikuti  $f_{He}$ . Karena kenetralan muatan

$$2n_{DT} + 2n_{He} + q_{imp} n_{imp} = n_e \quad (6.25)$$

(pada persamaan di atas dimisalkan hanya terdapat sebuah pengotor dengan muatan sebesar  $q_{imp}$ ) kondisi tambahan adalah sebagai berikut:

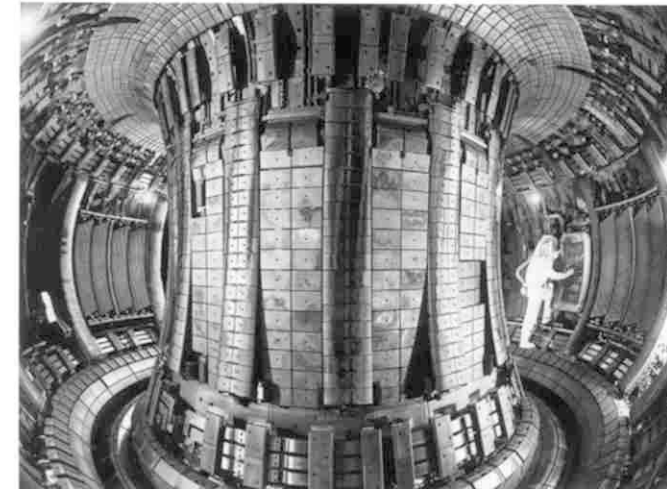
$$f_{imp} = \frac{n_{imp}}{n_e} \leq \frac{1 - 2f_{He}}{q_{imp}} \quad (6.26)$$

## 6.8. Realisasi Energi Fusi untuk Pembangkit Tenaga Listrik

Reaktor Fusi thermonuklir yang dikembangkan kini di seluruh dunia masih menggunakan model Plasma Tokamak. Tidak terdapat perubahan yang berarti kecuali beberapa kajian yang selalu ditingkatkan untuk mendapatkan unjuk kerja yang semakin handal. Gambar 6.4 menunjukkan foto Reaktor fusi thermonuklir.

Ada empat kajian yang terus menerus dilakukan oleh negara-negara yang melakukan riset dalam bidang energi thermonuklir

1. Kajian tentang pengskalaan kelakuan plasma sebagai acuan pendekatan pada ukuran reaktor.
2. Kajian interaksi plasma dengan dinding reaktor
3. Kajian tentang pemanasan plasma yang menyangkut kestabilan.
4. Kajian tentang produksi partikel, pengungkungan magnetik dan akibat dari pemanasan plasma



Gambar 6.4 Foto bagian dalam reaktor fusi (JET, 1997)

Energi yang dihasilkan oleh reaksi fusi akan dikonversikan menjadi beberapa bentuk energi lain seperti energi untuk neutron cepat dan partikel alpha (inti atom Helium) serta energi sisa. Energi sisa ini sebagian digunakan untuk menahan kondisi plasma tokamak pada kondisi kriteria Lawson. Sebagian lain dari sisa energi tersebut akan dikonversikan menjadi energi panas melalui selimut (blanket) di sekitar inti reaktor. Selimut ini memanfaatkan energi neutron cepat menjadi energi panas. Panas yang tersimpan pada selimut melalui sistem pertukaran panas digunakan untuk menguapkan air. Uap air ini yang digunakan untuk memutar turbin generator, sehingga energi listrik dapat dihasilkan seperti

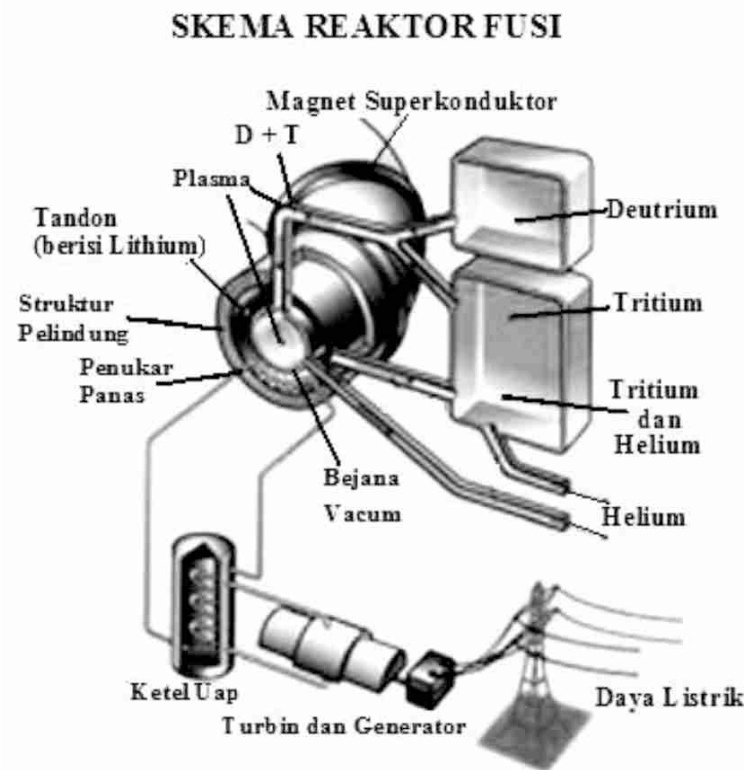
yang lazim pada cara konvensional.

Selamat disekeliling inti reaktor juga mengandung Litium sehingga selama reaksi fusi berlangsung Litium menangkap neutron dengan memproduksi gas Tritium dan gas Helium melalui reaksi



Tritium yang dihasilkan pada reaksi ini akan dikembalikan ke reaktor menjadi bahan bakar baru (lihat gambar 6.5).

Permasalahan yang masih harus mendapatkan penyelesaian serius adalah tidak mampunya sistem reaktor plasma tokamak tetap menahan keadaan plasma pada kondisi kriteria Lawson ketika sumber daya pemanasan plasma (ICRF) diputus. Di dunia hanya satu kali terjadi di Joint European Torus (JET) dan berlangsung hanya selama dua menit



Gambar 6.5 Skema sebuah reaktor fusi Deuterium-Tritium beserta sistem pembangkit tenaga listrik

Untuk mengatasi permasalahan ketidakstabilan plasma tokamak dan mewujudkan energi listrik dari reaksi fusi thermonuklir kini Uni Eropa, Jepang, Rusia dan Amerika bergabung dalam penelitian International Thermonuclear Experimental Re ktor (ITER).

Keterlibatan beberapa negara lain, seperti Korea Selatan, India, Cina, dan Rusia semakin mempersingkat waktu untuk merealisasikan ITER. Pada awal tahun 2010 ITER telah mulai dibangun di Cadarash Perancis Selatan.

**Soal-Soal**

1. Tuliskan reaksi fusi yang ingin direalisasikan untuk mendapatkan energi dari penggabungan inti atom.
2. Jelaskan konsep plasma Tokamak dalam pengungkungan medan magnetik
3. Tuliskan kriteria Lawson dan jelaskan keterkaitan antara densitas plasma dan temperatur agar terjadi reaksi fusi
4. Jelaskan apa yang dimaksud dengan faktor Gamov. Hitunglah faktor Gamov untuk reaksi fusi antara Dentrium dan Tritium
5. Pada suatu kondisi temperatur plasma dalam suatu reaktor dengan bahan bakar fusi adalah D dan T, sebesar 50 ke V . Tentukanlah tampang hitung reaksi DT dalam reaktor tersebut.
6. Jelaskan hubungan antara daya atom He yang dihasilkan dalam suatu reaksi fusi dengan energi plasma. Seperti yang kita ketahui bahwa energi plasma merupakan hasil kali antara daya neutras termal yang dihasilkan dengan waktu pengungkungan
7. Di dalam reaktor plasma tokamak, partikel-partikel juga mengalami perlambatan ( $B_{\text{rems strakling}}$ ) dan partikel bermuatan yang bergerak juga memancarkan radiasi. Apa pengaruhnya terhadap energi plasma.
8. Gambarkan dan jelaskan skema PLTN fusi dan jelaskan mekanisme sampai dapat dibangkitkan energi listrik dan didistribusikan untuk kepentingan masyarakat.



## DAFTAR PUSTAKA

- Auerbach D, Cacak r, Caudano R, Gaily TD, Keyser CJ, McGowan JW, Mitchell J B A and Wilk. S F J., 1977. *Merged electron-ion beam experiments. I. Method and measurements of  $(e-H_2^+)$  and  $(e-H_3^+)$  dissociative-recombination cross sections*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 10 3797
- Bates D. R., Kingston A. E. and McWhirter R. W. P., 1962. *Recombination Between Electrons and Atomic Ions. I. Optically Thin Plasmas*, Proc. R. Soc. Lond. A vol. 267 no. 1330 297-312
- Braginskii S. I. , 1965, *Transport Processes in a Plasma, in Reviews of Plasma Physics*, Vol. 1, Ed. M. A. Leontovich, Consultants Bureau, New York
- Boyd T. J. M. , Sanderson J. J. , 2003. *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge
- Chang, J. S., 1993, *Energetic Electron Induced Plasma Process for Reduction of Acid and Greenhouse in Combustion Flue Gas*, diedit oleh Penitrante, B. M., and Schultheis, S. E., NATO ASI Series, Springer Verlag.
- Chapman, B., 1990, *Glow Discharge Processes*, John Willey & Sons, New York.
- Chen, J., dan Davidson, J.H., 2002, *Electron Density and Energy Distributions in the Positive DC Corona: Interpretation for Corona-Enhanced Chemical Reactions*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 22, pp 199-224.
- Chen F. F. , 1984 *Introduction to Plasma Physics*, 2<sup>nd</sup> Ed., Plenum, London.
- Cristoforetti G. , De Giacomo A., M. Dell'Aglio, S. Legnaioli, E. Tognoni , V. Palleschi, and N. Omenetto, *Local Thermodynamic Equilibrium in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*: Spectrochimica Acta Part B 65 (2010) 86–95
- D'Ammando G. , Colonna G. , Pietanza L.D. , and M., 2010. *Capitelli, Computation of thermodynamic plasma properties: A simplified approach*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy Volume 65, Issue 8, Pages 603-615
- Dinklage A. Klinger T. G., Schweikhard Marx L. , 2005. *Plasma Physics: Confinement, Transport and Collective Effects*, Springer Berlin Heidelberg
- Dendy R. (editor), 1995, *"Plasma Physics an Introductory Course"* Cambridge University Press, Cambridge
- Dojcinovic B.P. , Manojlovic D., Roglic G.M. , Obradovic B.M., Kuraica M.M. and

- Einar Hinnov and Joseph G. Hirschberg., 1962. *Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas* Phys. Rev. 125, 795–801
- Freidberg J. P., 1987. *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, New York.
- Goldston R. J. , Rutherford P. H., 1996. *Introduction to Plasma Physics*, Institute of Physics,
- Hazeltine R. D. , J. D., 1992. Meiss, *Plasma Confinement*, Addison-Wesley, Redwood City, CA
- Held B. , 1994, *"Physique des Plasma Froids"*, Masson, Paris
- Helander P. , Sigmar D. J. , *Collisional Transport in Magnetized Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge (2002). A modern treatment of neoclassical transport theory for adiabatic plasmas.
- Herzberg G., 2004 *"Spectra of diatomic molecules"*, (London: D Van Nostarnd, 1950 Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer Volume 83, Issues 3-4, Pages 711-733
- Hutchinson I. H., 1988. *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, Cambridge
- Itoh K. , Itoh S-I, Fukuyama A. , 1999. *Transport and Structural Formation in Plasmas*, Institute of Physics, Bristol.
- JET (Joint European Torus)., 1997. *"JET Joint Undertaking, annual report 1996"*
- Kadomtsev B.B. , 1992, *"Tokamak Plasma: A Complex Physical System"* Institute of Physics Publishing, Bristol
- Kogelschatz U., et al, 1999, *From Ozone to Flat Television Screens: History and Future Potential of dielectric-Barrier Discharges*, ABB Corporate Research Ltd, Switzerland.
- Konuma, M., 1992, *Film Deposition by Plasma Techniques*, Springer\_Verlag, Berlin.
- Kuraica M.M. , Obradovic B.M. , Manojlovic D. , Ostojic D.R. and Puric J. , 2004. *Ozonized Water Generator Based on Coaxial Dielectric-Barrier-Discharge in Air*, Vacuum, 73 705-708.
- Lindhölm E., 1945. *Pressure Broadening of Spectral Lines*, Arkiv For Matematik, Astronomi Och Fysik. 32 A, No. 17 pp 1-18,
- Lieberman, M. A., dan Lichtenberg, A. J., 2005, *Principles of plasma discharges and materials processing second edition*, John Wiley and Sons, United State of America.

- Loeb L. B., 1965. *Electrical Coronas, Berkeley and Los Angeles*: University of California Press,
- Lochte-Holtgreven W. , 1968. *Evaluation of plasma parameters, in Plasma Diagnostics*, edited by W. Lochte-Holtgreven North-Holland Publishing Company Amsterdam
- Manojlovic D. , Popara A. , Dojcinovic B.P. , Nikolic A. , Obradovic B.M. , Kuraica M.M. and Puric J., 2008. *Comparison of two methods for removal of arsenic from potable water*, Vacuum, 83 142-145.
- Manojlovic D. , Ostojic D.R., Obradovic B.M., Kuraica M.M., Krsmanovic V.D. and Puric J., 2007. *Removal of Phenol and Chlorophenols from Water by New Ozone Generator*, Desalination, 213 116-122.
- Manfred A. Biondi\* and Sanborn C. Brown ,1949, *Measurement of Electron-Ion Recombination Phys. Rev.* 76, 1697–1700
- Marr, G.V., 1967, *Photoionization Processes in Gases*, Academic Press, New York.
- McClellan., 2003, *The Silent Discharge Plasma Technology Nonequilibrium Nonthermal Plasma to Oxidize Organic Contaminants*, ENV America Incorporation, United States of America.
- Meek J.M. , Craggs J.D. , 1953. *Electrical breakdown of gases*, Clarendon, Oxford,.
- Miyamoto K. , 1989, *Plasma Physics for Nuclear Fusion*, Rev. Ed., MIT Press, Cambridge.
- Nasser, E., 1971, *Fundamental of Gaseous Ionization and Plasma Electronics*, Wiley-Interscience, New York.
- Nur, M., 1997, PhD Thesis, Joseph Fourier University Grenoble,.
- Nur, M., Bonifaci N and Denat A., 1997. *Non-thermal Electron Mobility in High density Gaseous Nitrogen and Argon in Divergent Electric Field* Vol. IV Proc. ICPIG XXIII, Toulouse, France pp 12-13,.
- Nur, M., Denat A. and Bonifaci N., 1997. *Temperature measurement by a spectroscopic methode in high-density nitrogen positive corona discharges* Vol. IV Proc. ICPIG XXIII, Toulouse, France pp 12-13, Statistical Plasma Physics: Volume 1: Basic Principal
- Nur, M., Hernandez-Avila J.L., Bonifaci N., and Denat A., 1995, Proc. ICPIG XXII , Hoboken, New Jersey USA, pp 135-136
- Nur, M., J.L. Hernandez-Avila, N. Bonifaci, A. Denat and , Proc. ICDL XII , Roma , Italya, pp 135-136, 1995

- Pamela at M Chatelier J. , 1997, *Des Premiers Tokamaks an Project ITER*, la Recherche No. 299
- Petras Serapinas , Julius Šalkauskas, Žilvinas Ežerinskis, Artūras Acus., 2010. *Local thermodynamic equilibrium modeling of ionization of impurities in argon inductively coupled plasma*, Spectrochimica Acta Part B 65 15–23
- Puric J. , 2008. *Plasma assisted degradation of phenol solutions*, Vacuum, 83 234-237.
- Raether H. , 1939. *The development of electron avalanche in a spark channel (from observations in a cloudchamber)*, Zeitschrift fur Physik 112 464.
- Raizer Yu. , 1991. *Gas Discharge Physics*, Springer, Berlin.
- Stangeby P. C. , *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, Institute of Physics,
- Stacey M. Weston M., 2005, *Fusion Plasma Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim
- Stacey M. Weston., 2010, *Fusion, an Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co
- Stacey W. M. , 1981. *Fusion Plasma Analysis*, Wiley-Interscience, New York.
- Stacey W. M. , 1984, *FUSION: An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion*, Wiley-Interscience, New York.
- Stacey Weston M., Copyright 2005 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. ISBN: 3-527-40586-0
- Stacey Weston M. , 2005, *Fusion Plasma Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. 540
- Stanley Byron, Robert C. Stabler, and Bortz Paul I. , 1962. *Electron-Ion Recombination by Collisional and Radiative Processes Phys. Rev. Lett.* 8, 376–379
- Stix T. H. , 1992. *Waves in Plasmas*, American Institute of Physics, New York.
- Veldhuizen van E.M. (editor), 1999/ *"Electrical Discharges for Environmental Purposes: Fundamentals and Applications"*, Nova Science Publishers, New York
- Wesson J. A. , 1997. *Tokamaks, 2<sup>nd</sup> Ed.*, Clarendon Press, Oxford.

## Apendik A

### Sistem Satuan Internasional

Satuan Pokok SI <sup>a</sup>			
Kuantitas	Nama	Simbol	Definisi
Panjang	Meter	m	"... panjang yang sama dengan 1.650.763,73 panjang gelombang dalam vakum dari radiasi yang bersesuaian dengan transisi di antara tingkat $2p_{10}$ dan tingkat $5d_5$ dari atom Krypton-86." (1960)
Massa	Kilogram	kg	"... Prototip ini [sebuah silinder platinum-iridium tertentu] dengan demikian akan dianggap merupakan satuan massa". (1889)
Waktu	Detik	s	"... lamanya 9.192.631.770 perioda radiasi yang bersesuaian dengan transisi di antara kedua tingkat hiperhalus dari keadaan dasar atom cesium-133". (1967)
Arus Listrik	ampere	A	"... bahwa arus konstan yang, jikadipertahankan dalam dua penghantar sejajar yang lurus yang pajangnya tak berhingga, yang penampang lingkarannya dapat diabaikan, dan yang ditempatkan 1 m terpisah satu sama lain dalam vakum, akan menghasilkan sebuah gaya di antara penghantar-penghantar ini yang sama dengan $2 \times 10^{-7}$ Newton per meter panjang". (1946)
Temperatur Termodinamika	Kelvin	K	"... pecahan $1/273,16$ dari temperature termodinamika titik triple air". (1967)
Banyaknya Zat	mol	mol	"... banyaknya zat sebuah system yang mengandung banyaknya entity elementer sebanyak atom yang ada dalam 0,012 kilogram karbon-12". (1971)

Satuan Pokok SI <sup>a</sup>			
Kuantitas	Nama	Simbol	Definisi
Intensitas Cahaya	Kandela	Cd	"... Intensitas cahaya dalam arah tegak lurus, dari sebuah permukaan benda hitam seluas $1/600.000$ meter kuadrat pada temperature platinum beku di bawah tekanan sebesar 101.325 Newton per meter kuadrat,,

- Disesuaikan dari "Sistem Satuan Internasional (SI) National Bureau of standards Special Publication 330, edisi 1972.
- <sup>a</sup> Definisi satuan-satuan dasar ini disetujui oleh Konferensi Umum mengenai Berat dan Ukuran, yakni sebuah badan internasional, pada tahun yang diperlihatkan. Dalam buku ini kita tidak akan menggunakan satuan lilin (candela).

### Beberapa satuan SI yang diturunkan dengan nama-nama khusus

Kuantitas	Satuan SI			
	Nama	Simbol	Pernyataan dalam satuan lain	Pernyataan dalam satuan dasar SI
frekuensi	hertz	Hz		$s^{-1}$
gaya	newton	N		$m.kg/s^2$
Tenaga, kerja	joule	J	N.m	$Kg.m^2/s^2$
Kuantitas kalor				
tekanan	pascal	Pa	$N/m^2$	$Kg/m.s^2$
Daya, fluks sinaran	watt	W	J/s	$Kg.m^2/s^3$
Kuantitas listrik, muatan listrik	coulomb	C		A.s
Potensial listrik, selisih potensial, tegangan, gaya gerak listrik	Volt	V	W/A	$Kg.m^2/A.s^3$
kapasitans	farad	F	C/V	$A^2.s^4/kg.m^2$
Resistans listrik	ohm	$\Omega$	V/A	$Kg.m^2/A^2.s^3$
konduktans	siemen	S	A/V	$A^2.s^2/kg.m^2$

Kuantitas	Satuan SI			
	Nama	Simbol	Pernyataan dalam satuan lain	Pernyataan dalam satuan dasar SI
Fluks magnet	weber	Wb	V.s	$\text{Kg.m}^2/\text{A.s}^2$
Medan magnet	tesla	T	$\text{Wb/m}^2$	$\text{Kg/A.s}^2$
induktans	henry	H	$\text{Wb/A}$	$\text{Kg.m}^2/\text{A}^2.\text{s}^2$

### Beberapa symbol untuk satuan kuantitas fisis

Simbol SI		Simbol selain daripada SI yang lazim digunakan	
Nama	Singkatan	Nama	Singkatan
Ampere	A	Angstrom	Å
Kandela	Cd	Satuan termal Inggris	Btu
Coulomb	C	Kalori	Cal
Farad	F	Hari	D
Henry	H	Derajat	°
Hertz	Hz	Dyne	Dyn
Joule	J	Electron volt	eV
Kelvin	K	Kaki	Ft
Kilogram	Kg	gauss	G
meter	M	Gram	G
mol	Mol	Daya kuda	Hp
newton	N	Jam	H
ohm	Ω	Inci	In.
pascal	Pa	Mil	Mi
radian	Rad	Menit (busur)	'
detik	S	Menit (waktu)	Min
siemens	S	Pon	Lb
steradian	Sr	Putaran	Rev
tesla	T	Detik (busur)	"
volt	V	Atmosfer standar	Atm
watt	W	Satuan massa atom terpadu	U
weber	Wb	tahun	yr

Selama bertahun-tahun beberapa ratus pengukuran kuantitas fisis yang fundamental, sendirian atau gabungan, telah dibuat oleh ratusan ilmuwan di banyak Negara. Pengukuran-pengukuran ini mempunyai presisi yang berbeda-beda dan, yang paling penting, pengukuran-pengukuran tersebut saling bergantung satu sama lain. Misalnya, pengukuran langsung dari  $e$ ,  $e/m$ ,  $h/e$ , dan lain sebagainya, jelas saling berhubungan. Dengan memilih nilai-nilai  $e$ ,  $m$ ,  $h$ , dan lain sebagainya yang terbaik, dari sejumlah besar data yang saling tumpang tindih bukanlah hal yang mudah untuk melakukannya.

Untuk kebanyakan soal dalam buku ini maka cukup dipakai tiga angka penting, dan nilai-nilai komputasi (yang dibulatkan) dapat digunakan.

## Apendiks B

### Beberapa konstanta fisika yang fundamental\*

Konstanta	Simbol	Nilai Komputasi	Nilai (1973) terbaik	
			Nilai <sup>a</sup>	Ketidaktentuan <sup>b</sup>
Laju cahaya dalam vakum	$c$	$3,00 \times 10^8 \text{ m/s}$	2,99792458	0,004
Muatan elementer	$e$	$1,60 \times 10^{-19} \text{ C}$	1,6021892	2,9
Massa diam electron	$m_e$	$9,11 \times 10^{-31} \text{ kg}$	9,109534	5,1
Konstanta permittivitas	$\epsilon_0$	$8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$	8,854187818	0,008
Konstanta permeabilitas	$\mu_0$	$1,26 \times 10^{-6} \text{ H/m}$	$4\pi$ (exactly)	-
Perbandingan muatan ke massa electron	$e/m_e$	$1,76 \times 10^{11} \text{ C/kg}$	1,7588047	2,8
Massa diam proton	$m_p$	$1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$	1,6726485	5,1
Perbandingan massa proton ke massa electron	$m_p/m_e$	1840	1836,15152	0,38
Massa diam neutron	$m_n$	$1,68 \times 10^{-27} \text{ kg}$	1,6749543	5,1
Massa diam muon	$m_\mu$	$1,88 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1,883566	5,6
Konstanta planck	$h$	$6,63 \times 10^{-34} \text{ J.s}$	6,626176	5,4
Panjang gelombang Compton electron	$\lambda_c$	$2,43 \times 10^{-12} \text{ m}$	2,4263089	1,6
Konstanta gas molar	$R$	8,31 J/mol.K	8,31441	31
	$N_A$	$6,02 \times 10^{23} / \text{mol}$	6,022045	5,1

Konstanta	Simbol	Nilai Komputasi	Nilai (1973) terbaik	
			Nilai <sup>a</sup>	Ketidaktentuan <sup>b</sup>
	K	$1,38 \times 10^{-23}$ J/K	1,380662	32
Volum molar gas ideal pada STP <sup>c</sup>	$V_m$	$2,24 \times 10^{-2}$ m <sup>3</sup> /mol	2,241383	31
Konstanta Faraday	F	$9,65 \times 10^4$ C/mol	9,648456	2,8
Konstanta Stefan-Boltzmann	$\sigma$	$5,67 \times 10^{-8}$ W/m <sup>2</sup> .K <sup>4</sup>	5,67032	125
Konstanta Rydberg	R	$1,10 \times 10^7$ /m	1,097373177	0,075
Konstanta Gravitasi	G	$6,67 \times 10^{-11}$ m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> .kg	6,6720	615
Jari-jari Borhr	$a_0$	$5,29 \times 10^{-11}$ m	5,2917706	0,82
momen magnet electron	$\mu_e$	$9,28 \times 10^{-24}$ J/T	9,284832	3,9
Momen magnet proton	$\mu_p$	$1,41 \times 10^{-26}$ J/T	1,4106171	3,9
Magneton Bohr	$\mu_B$	$9,27 \times 10^{-24}$ J/T	9,274078	3,9
Magneton nuklir (inti)	$\mu_N$	$5,05 \times 10^{-27}$ J/T	5,050824	3,9

<sup>a</sup> satuan sama dan pangkat sepuluh seperti nilai komputasi

<sup>b</sup> bagian persejuta

<sup>c</sup> Temperatur tekanan standar STP = 0oC dan 1,0 atm

\* . nilai dalam table ini dipilih dari daftar yang lebih panjang yang dikembangkan oleh E.Richard Cohen dan B.N. Taylor, Journal of Physical and Chemical Reference Data, Vol.2 No.4 (1973)

## Apendik C

Faktor konversi

Sudut Bidang

	°	'	''	Radian	Putaran
1 derajat	1	60	3600	$1,745 \times 10^{-2}$	$2,778 \times 10^{-3}$
1 menit	$1,667 \times 10^{-2}$	1	60	$2,909 \times 10^{-4}$	$4,630 \times 10^{-5}$
1 detik	$2,778 \times 10^{-4}$	$1,667 \times 10^{-2}$	1	$4,848 \times 10^{-6}$	$7,716 \times 10^{-7}$
1 Radian	57,30	3438	$2,063 \times 10^5$	1	0,1592
1 putaran	360	$2,16 \times 10^4$	$1,129 \times 10^6$	6,283	1

Sudut Ruang

$$1 \text{ bola} = 4\pi \text{ steradian} = 12,57 \text{ steradian}$$

Panjang

	Cm	m	km	In.	ft	Mi
1 cm	1	$10^{-2}$	$10^{-5}$	0,3937	$3,281 \times 10^{-2}$	$6,214 \times 10^{-6}$
1 m	100	1	$10^{-3}$	39,37	3,281	$6,214 \times 10^{-4}$
1 km	$10^5$	1000	1	$3,937 \times 10^4$	3281	0,6214
1 in.	2,540	$2,540 \times 10^{-2}$	$2,540 \times 10^{-5}$	1	$8,333 \times 10^{-2}$	$1,578 \times 10^{-5}$
1 ft	30,48	0,3048	$3,048 \times 10^{-4}$	12	1	$1,894 \times 10^{-4}$
1 mi	$1,609 \times 10^5$	1609	1,609	$6,336 \times 10^4$	5280	1

Luas

	M <sup>2</sup>	CM <sup>2</sup>	Ft <sup>2</sup>	In. <sup>2</sup>	Mil lingkaran
1 m <sup>2</sup>	1	$10^4$	10,76	1550	$1,974 \times 10^9$
1 cm <sup>2</sup>	$10^{-4}$	1	$1,076 \times 10^{-3}$	0,1550	$1,974 \times 10^5$
1 ft <sup>2</sup>	$9,290 \times 10^{-2}$	929,0	1	144	$1,833 \times 10^8$
1 in. <sup>2</sup>	$6,452 \times 10^{-4}$	6,452	$6,994 \times 10^{-3}$	1	$1,273 \times 10^6$
1 mil lingkaran	$5,067 \times 10^{-10}$	$5,067 \times 10^{-6}$	$5,454 \times 10^{-9}$	$7,854 \times 10^{-7}$	1

$$1 \text{ mil}^2 = 2,788 \times 10^8 \text{ ft}^2 = 640 \text{ acre}$$

$$1 \text{ acre} = 43,600 \text{ ft}^2$$

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

Volume

	M <sup>3</sup>	CM <sup>3</sup>	li	Ft <sup>3</sup>	In. <sup>3</sup>
1 m <sup>3</sup>	1	$10^6$	1000	35,31	$6,102 \times 10^4$
1 cm <sup>3</sup>	$10^{-6}$	1	$10^{-3}$	$3,531 \times 10^{-8}$	$6,102 \times 10^{-2}$
1 liter	$10^{-3}$	1000	1	$3,531 \times 10^{-2}$	61,02
1 ft <sup>3</sup>	$2,832 \times 10^{-2}$	$2,832 \times 10^4$	28,32	1	1728
1 in. <sup>3</sup>	$1,639 \times 10^{-5}$	16,39	$1,639 \times 10^{-2}$	$5,787 \times 10^{-4}$	1

$$1 \text{ galon US} = 4 \text{ kuart fluida US} = 8 \text{ pint US} = 128 \text{ ons fluida US}$$

$$1 \text{ galon UK} = 277,4 \text{ in.}^3$$

Massa

	g	kg	slug	u	oz	lb	ton
1 g	1	0,001	$6,852 \times 10^{-5}$	$6,024 \times 10^{23}$	$3,572 \times 10^{-2}$	$2,205 \times 10^{-3}$	$1,102 \times 10^{-6}$
1 kg	1000	1	$6,852 \times 10^{-2}$	$6,024 \times 10^{26}$	35,72	2,205	$1,102 \times 10^{-3}$
1 slug	$1,459 \times 10^4$	14,59	1	$8,789 \times 10^{27}$	514,8	32,17	$1,602 \times 10^{-3}$
1 u	$1,660 \times 10^{-24}$	$1,660 \times 10^{-27}$	$1,137 \times 10^{-28}$	1	$5,885 \times 10^{-26}$	$3,660 \times 10^{-27}$	$1,829 \times 10^{-30}$
1 oz	28,35	$2,835 \times 10^{-2}$	$1,943 \times 10^{-3}$	$1,708 \times 10^{25}$	1	$6,250 \times 10^{-2}$	$3,125 \times 10^{-5}$
1 lb	453,6	0,4536	$3,108 \times 10^{-2}$	$2,732 \times 10^{26}$	16	1	0,0005
1 ton	$9,02 \times 10^5$	907,2	62,16	$5,465 \times 10^{29}$	$3,2 \times 10^4$	2000	1

Massa Jenis

	Slug/ft <sup>3</sup>	Kg/m <sup>3</sup>	g/cm <sup>3</sup>	Lb/ft <sup>3</sup>	Lb/in. <sup>3</sup>
1 slug/ft <sup>3</sup>	1	515,4	0,5154	32,17	$1,862 \times 10^{-2}$
1 kg/m <sup>3</sup>	$1,940 \times 10^{-3}$	1	0,001	$6,243 \times 10^{-2}$	$3,613 \times 10^{-5}$
1 g/cm <sup>3</sup>	1,940	1000	1	62,43	$3,6163 \times 10^{-2}$
1 lb/ft <sup>3</sup>	$3,108 \times 10^{-2}$	16,02	$1,602 \times 10^{-2}$	1	$5,787 \times 10^{-4}$
1 lb/in. <sup>3</sup>	53,71	$2,768 \times 10^4$	27,68	1728	1

Waktu

	yr	d	h	min	s
1 yr	1	365,2	$8,766 \times 10^3$	$5,259 \times 10^5$	$3,156 \times 10^7$
1 d	$2,738 \times 10^{-3}$	1	24	1440	$8,640 \times 10^4$
1 h	$1,141 \times 10^{-4}$	$4,167 \times 10^{-2}$	1	60	3600
1 min	$1,901 \times 10^{-6}$	$6,944 \times 10^{-4}$	$1,667 \times 10^{-2}$	1	60
1 s	$3,169 \times 10^{-8}$	$1,157 \times 10^{-5}$	$2,778 \times 10^{-4}$	$1,667 \times 10^{-2}$	1

Laju

	Ft/s	Km/h	m/s	Mi/h	Cm/s	knot
1 ft/h	1	1,097	0,0304	0,6818	30,48	0,5925
1 km/h	0,9113	1	0,2778	0,6124	27,78	0,5400
1 m/s	3,281	3,6	1	2,237	100	1,944
1 mi/h	1,467	1,609	0,4470	1	44,70	0,8689
1 cm/s	$3,281 \times 10^{-2}$	$3,6 \times 10^{-2}$	0,01	$2,237 \times 10^{-2}$	1	$1,944 \times 10^{-2}$
1 knot	1,688	1,852	0,5144	1,151	51,44	1

Gaya

	dyne	N	lb	pdl	gf	kgf
1 dyne	1	$10^{-5}$	$2,248 \times 10^{-6}$	$7,233 \times 10^{-5}$	$1,020 \times 10^{-3}$	$1,020 \times 10^{-6}$
1 N	$10^5$	1	0,2248	7,233	102,0	0,1020
1 lb	$4,448 \times 10^5$	4,448	1	32,17	453,6	0,4536
1 pdl	$1,383 \times 10^4$	0,1383	$3,108 \times 10^{-2}$	1	14,10	$1,410 \times 10^{-2}$
1 gf	980,7	$9,807 \times 10^{-3}$	$2,205 \times 10^{-3}$	$7,093 \times 10^{-2}$	1	$10^{-3}$
1 kgf	$9,807 \times 10^5$	9,807	2,205	70,93	1000	1

Massa

	atm	Dyne/cm <sup>2</sup>	Inci air	cm.Hg	Pa	Lb/in <sup>2</sup>	Lb/ft <sup>2</sup>
1 atm	1	$1,013 \times 10^6$	406,8	76	$1,013 \times 10^5$	14,70	2116
1 dyne/cm <sup>2</sup>	$9,869 \times 10^{-7}$	1	$4,015 \times 10^{-4}$	$7,501 \times 10^{-5}$	0,1	$1,450 \times 10^{-5}$	$2,089 \times 10^{-3}$
1 inci air	$2,458 \times 10^{-2}$	2491	1	0,1868	249,1	$3,613 \times 10^{-2}$	5,202
1 cm.Hg	$1,316 \times 10^{-2}$	$1,333 \times 10^4$	5,353	1	1333	0,1934	27,85
1 Pa	$9,869 \times 10^{-6}$	10	$4,015 \times 10^{-3}$	$7,501 \times 10^{-4}$	1	$1,450 \times 10^{-4}$	$2,089 \times 10^{-2}$
1 lb/in. <sup>2</sup>	$6,805 \times 10^{-2}$	$6,895 \times 10^4$	27,68	5,171	$6,895 \times 10^3$	1	144
1 lb/ft <sup>2</sup>	$4,725 \times 10^{-2}$	478,8	0,1922	$3,591 \times 10^{-2}$	47,88	$6,944 \times 10^{-2}$	1

Energi, Usaha dan Kalor

	BTU	erg	ft.lb	Hp.h	J	cal	kW.h	eV	MeV	kg	u
1 BTU	1	1,05 $5 \times 10^{10}$	777,9	3,92 $9 \times 10^{-4}$	1055	252,0	2,930 $\times 10^{-4}$	6,58 $5 \times 10^{21}$	6,58 $5 \times 10^{15}$	1,17 $4 \times 10^{-14}$	7,07 $4 \times 10^{18}$
1 erg	9,48 $1 \times 10^{-11}$	1	$7,376 \times 10^{-8}$	3,72 $5 \times 10^{-14}$	$10^{-7}$	$2,389 \times 10^{-8}$	$2,778 \times 10^{-14}$	6,24 $2 \times 10^{11}$	6,24 $2 \times 10^5$	1,11 $3 \times 10^{-34}$	670, 5
1 ft.lb	1,28 $5 \times 10^{-3}$	1,35 $6 \times 10^7$	1	5,05 $1 \times 10^{-7}$	1,35 6	0,323 9	$3,776 \times 10^{-7}$	8,46 $4 \times 10^{18}$	8,46 $4 \times 10^{12}$	1,50 $9 \times 10^{-17}$	9,09 $2 \times 10^9$
1 hp.h	2545	2,68 $5 \times 10^{13}$	1,980 $\times 10^6$	1	2,68 $5 \times 10^6$	6,414 $\times 10^5$	0,745 7	1,67 $6 \times 10^{25}$	1,67 $6 \times 10^{19}$	2,98 $8 \times 10^{-11}$	1,80 $0 \times 10^{16}$
1 J	9,48 $1 \times 10^{-4}$	$10^7$	0,737 6	3,72 $5 \times 10^{-7}$	1	0,238 9	$2,778 \times 10^{-7}$	6,24 $2 \times 10^{18}$	6,24 $2 \times 10^{12}$	1,11 $3 \times 10^{-27}$	6,70 $5 \times 10^9$

1 cal	3,96 8 x 10 <sup>-3</sup>	4,18 6 x 10 <sup>7</sup>	3,087	1,55 9 x 10 <sup>-6</sup>	4,18 6	1	1,163 x 10 <sup>-6</sup>	2,61 3 x 10 <sup>19</sup>	2,61 3 x 10 <sup>13</sup>	4,65 9 x 10 <sup>-17</sup>	2,80 7 x 10 <sup>30</sup>
1 kW. h	3413	3,6 x 10 <sup>13</sup>	2,655 x 10 <sup>6</sup>	1,34 1	3,6 x 10 <sup>6</sup>	8,601 x 10 <sup>5</sup>	1	2,24 7 x 10 <sup>25</sup>	2,24 7 x 10 <sup>19</sup>	4,00 7 x 10 <sup>-11</sup>	2,41 4 x 10 <sup>36</sup>
1 eV	1,51 9 x 10 <sup>-22</sup>	1,60 2 x 10 <sup>-12</sup>	1,182 x 10 <sup>-19</sup>	5,96 7 x 10 <sup>-36</sup>	1,60 2 x 10 <sup>-19</sup>	3,827 x 10 <sup>-20</sup>	4,450 x 10 <sup>-36</sup>	1	10 <sup>-6</sup>	1,78 3 x 10 <sup>-36</sup>	1,07 4 x 10 <sup>-9</sup>
1 MeV	1,51 9 x 10 <sup>-16</sup>	1,60 2 x 10 <sup>-6</sup>	1,182 x 10 <sup>-13</sup>	5,96 7 x 10 <sup>-30</sup>	1,60 2 x 10 <sup>-13</sup>	3,827 x 10 <sup>-14</sup>	4,450 x 10 <sup>-30</sup>	10 <sup>6</sup>	1	1,78 3 x 10 <sup>-30</sup>	1,07 4 x 10 <sup>-3</sup>
1 kg	8,52 1 x 10 <sup>13</sup>	8,98 7 x 10 <sup>23</sup>	6,629 x 10 <sup>16</sup>	3,34 8 x 10 <sup>10</sup>	8,98 7 x 10 <sup>16</sup>	2,147 x 10 <sup>16</sup>	2,497 x 10 <sup>10</sup>	5,61 0 x 10 <sup>35</sup>	5,61 0 x 10 <sup>29</sup>	1	6,02 5 x 10 <sup>26</sup>
1 u	1,41 5 x 10 <sup>-18</sup>	1,49 2 x 10 <sup>-3</sup>	1,100 x 10 <sup>-10</sup>	5,55 8 x 10 <sup>-17</sup>	1,49 2 x 10 <sup>-10</sup>	1,492 x 10 <sup>-10</sup>	4,145 x 10 <sup>-17</sup>	9,31 x 10 <sup>8</sup>	931, 0	1,66 0 x 10 <sup>-27</sup>	1

Daya

	BTU/h	Ft.lb/s	hp	Cal/s	kW	W
1 BTU/h	1	0,2161	3,929 x 10 <sup>-4</sup>	7,000 x 10 <sup>-2</sup>	2,930 x 10 <sup>-4</sup>	0,2930
1 ft.lb/s	4,628	1	1,818 x 10 <sup>-3</sup>	0,3239	1,356 x 10 <sup>-3</sup>	1,356
1 hp	2545	550	1	178,2	0,7457	745,7
1 cal/s	14,29	3,087	5,613 x 10 <sup>-2</sup>	1	4,186 x 10 <sup>-3</sup>	4,186
1 kW	3414	737,6	1,341	238,9	1	1000
1 W	3,414	0,7376	1,341 x 10 <sup>-3</sup>	0,2389	0,001	1

Muatan

	abcoul	A.h	C	statC
1 abC	1	2,778 x 10 <sup>-3</sup>	10	2,998 x 10 <sup>10</sup>
1 A.h	360	1	3600	1,079 x 10 <sup>13</sup>
1 C	0,1	2,778 x 10 <sup>-4</sup>	1	2,998 x 10 <sup>9</sup>
1 statC	3,336 x 10 <sup>-11</sup>	9,266 x 10 <sup>-14</sup>	3,336 x 10 <sup>-10</sup>	1

Arus

	abamp	A	statA
1 abamp	1	10	2,998 x 10 <sup>10</sup>
1 A	0,1	1	2,998 x 10 <sup>9</sup>
1 statA	3,336 x 10 <sup>-11</sup>	3,336 x 10 <sup>-10</sup>	1

Potensial, Tegangan gerak listrik

	abvolt	V	statV
1 abvolt	1	10 <sup>-8</sup>	3,336 x 10 <sup>-11</sup>
1 V	10 <sup>8</sup>	1	3,336 x 10 <sup>-3</sup>
1 statV	2,998 x 10 <sup>10</sup>	299,8	1

Resistans

	abohm	ohm	statohm
1 abohm	1	10 <sup>-9</sup>	1,113 x 10 <sup>-21</sup>
1 ohm	10 <sup>9</sup>	1	1,113 x 10 <sup>-12</sup>
1 statohm	8,987 x 10 <sup>20</sup>	8,987 x 10 <sup>11</sup>	1

Kapasitans

	abF	F	μF	statF
1 abF	1	10 <sup>9</sup>	10 <sup>15</sup>	8,987 x 10 <sup>20</sup>
1 F	10 <sup>-9</sup>	1	10 <sup>6</sup>	8,987 x 10 <sup>11</sup>
1 μF	10 <sup>-15</sup>	10 <sup>-6</sup>	1	8,987 x 10 <sup>5</sup>
1 statF	1,113 x 10 <sup>-21</sup>	1,113 x 10 <sup>-12</sup>	1,113 x 10 <sup>-6</sup>	1

Induktans

	abH	H	μH	mH	statH
1 abH	1	10 <sup>-9</sup>	0,001	10 <sup>-6</sup>	1,113 x 10 <sup>-21</sup>
1 H	10 <sup>9</sup>	1	10 <sup>6</sup>	1000	1,113 x 10 <sup>-12</sup>
1 μH	1000	10 <sup>-6</sup>	1	0,001	1,113 x 10 <sup>-18</sup>
1 mH	10 <sup>5</sup>	0,001	1000	1	1,113 x 10 <sup>-15</sup>
1 stat H	8,987 x 10 <sup>20</sup>	8,987 x 10 <sup>11</sup>	8,987 x 10 <sup>17</sup>	8,987 x 10 <sup>14</sup>	1

Fluks Magnetik

	Maxwell	Wb
1 maxwell	1	10 <sup>-8</sup>
1 Wb	10 <sup>8</sup>	1

Medan Magnet

	Gauss	T	Milli Gauss
1 Gauss	1	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>3</sup>
1 T	10 <sup>4</sup>	1	10 <sup>7</sup>
1 Milli Gauss	0,001	10 <sup>-7</sup>	1

## Indeks

awan plasma 23  
 bola debye 24,49,54  
 distribusi max wellian 57,63,66,69  
 dualisme gelombang dan partikel 68  
 efek foto listrik 3  
 elektroda titik-bidang 5,7  
 elektro statik jarakjauh 23  
 energi ionisasi 20,28,35  
 energi rotasional molekular 37  
 energi spin molekular 37  
 energi vibrasional molekular 37  
 faktor Gaunt 93  
 foto absorpsi 28  
 foto elektron 28  
 foto ionisasi 28  
 frekuensi karakteristik 26  
 frekuensi tumbukan 58  
 frekuensi tumbukan efektif 55,56  
 fungsi Helmholtz 77  
 fusi plasma DT 90  
 fusermonuklir 85  
 gaya coulomb range jauh 49  
 guguran elektronik 2  
 hukum distribusisaha 44  
 interaksibinaire 21  
 ionisasi akibat tumbukan 35,37  
 ionisasi berantai 2  
 ionisasi gas 2  
 jarak jalan bebas 37  
 jarak jalan bebas rata-rata 37,38,68  
 jari-jari debye 24  
 kesetimbangan termodinamika 70,86  
 kesetimbangan termodinamika lokal 72  
 kesetimbangan termodinamika total 72,75  
 koefisien recycle 92  
 kriteria Lawson 63,90,96  
 kriteria pembakaran 93  
 kriteria pengeluaran 94  
 laju ionisasi 69  
 lucutan 1  
 lucutan arc 4,5  
 lucutan berpenghalang dielektrik 5,8,9,10  
 lucutan elektrik 2  
 lucutan korona 5  
 lucutan korona negatif 5  
 lucutan korona positif 5  
 lucutan listrik 2,21  
 lucutan mandiri 4  
 lucutan mikro 9,10,11,12,13  
 lucutan normal 3  
 lucutan pijar korona 5,6  
 lucutan plasma 8  
 lucutan plasma senyap 11  
 lucutan tak mandiri 4

lucutan Townsend 3,4  
 maxwellian 57,58,59,64  
 medan dalam plasma 67  
 medan Dreicer 67  
 medan radiasi non isotropik 74  
 normal Glow Discharge 11  
 panjang debye 24,25  
 panjang gelombang de Broglie 89  
 panjang gelombang Debye 82,83  
 panjang karakteristik 26  
 parameter tumbukan 54  
 plasma terionisasi kuat 46  
 plasma terionisasi lemah 46  
 plasma tokamak 15, 85  
 probabilitas tunneling 89  
 reaksifusi 84,92  
 reaksi termonuklir 15  
 reaktorfusiter monuklir 90,95  
 rekombinasi disosiatif 31  
 rekombinasi pertukaran muatan 31  
 rekombinasi tiga tubuh 31  
 resonance radiation 30  
 sudut difleksi 52,53  
 tampang lintang ionisasi 69  
 tampang lintang momentum 57  
 tampang lintang partikel tunggal 67  
 tampang lintang rekombinasi 43  
 tampang lintang terkait energi 57  
 tampang lintang tumbukan 42  
 temperatur elektronik 21,75  
 temperatur keseimbangan 21  
 tiga perkalian fusi 90  
 tokamak koil superkonduktor 86  
 tumbukan banyak 50  
 tumbukan berbasis elektron 62  
 tumbukan berbasis ion 62  
 tumbukan coulomb range jauh 50  
 tumbukan elastis 49  
 tumbukan elastis sempurna 33  
 tumbukan menyeret 66  
 tumbukan orde kedua 36  
 tumbukan orde pertama 36  
 tumbukan tak elastis 31,33  
 waktu karakteristik 26  
 waktu karakteristik 26,61,63  
 waktu pengungkungan 89  
 waktu rata-rata tumbukan 41