بسم الله الرحمن الرحيم

جامعة المثنى
كلية التربية الأساسية
قسم العلوم

المادة: فيزياء البلازما
الفصل الدراسي:الاول
المرحلة: الرابع
نوع الدراسة: صباحي
تدريسي المادة: صاحب عبد الخضر حسن

مقدمة عن المادة

يعتقد أن الكون مكون من 96 ٪طاقة مظلمة و 72 ٪مادة مظلمة و 1 ٪مادة طبيعية. كل ما يمكننا رؤيته في السماء هو جزء من المادة الطبيعية الموجودة في حالة البلازما ، والتي تنبعث منها الاشعاع. لا ينبغي الخلط بين البلازما في الفيزياء وبلازما الدم ،فيزياء البلازما هي غاز "مؤين" يتم فيه تجريد واحد على الاقل من إلكترونات الذرة ، تاركا نواة موجبة الشحنة تسمى الايون. في بعض الاحيان تسمى البلازما بـ "الحالة الرابعة للمادة". من الممكن تحويل الجسم الصلب الى سائل باضافة طاقة والتغلب على طاقة الربط بين الذرات او الجزيئات وهي الطاقة المسمات بالطاقة الكامنة للانصهار وكذلك تحويل السائل الى غاز وتعرف الطاقة اللازمة للتحول بالطاقة الكامنة للتبخر وفي الحالتين هي طاقة محددة لذلك فالتحول الى الحالة الصلبة او السائلة يحدث على شكل مراحل وحيث ان التعادل الكهربائي محفوظ في الدواخل والنواتج لذلك يعتبر هذين التحولين بالتحولات الطورية. اما التحول الى حالة البلازما فيتم عند اضافة طاقة كافية لفصل الكترون الذرة عن نواتها وهي ما تعرف بطاقة التاين ويتم التاين جزئيا في الغاز عند توفر الطاقة اللازمة للتاين ويحدث ذلك تدريجيا . ونلاحظ هنا ان التحول يحدث من مكونات متعادلة . كهربائيا الى مكونات مشحونة لذلك لايعتبر التحول الى حالة البلازما تحولا طوريا.

أولا: مفردات المادة

مقدمة عن البلازما

نسبة التاين ومعادلة ساها:Saha equation

تعريف البلازما و السلوك الجمعي للبلازما :Collective behavior

طرق تأين الغاز

مفهوم الحرارة و درجة الحرارة في البلازما، و طاقة البلازما

خواص و معايير البلازما و تأثير درع ديباي :Debye Shielding

طرق توليد البلازما

تطبيقات البلازما

ثانيا: المصادر و المراجع

ثالثا: اهداف المادة:

تزويد الطلبة بالمعارف عن البلازما.

تزويد الطلبة بالمعلومات الكاملة عن خواص و معايير البلازما .

المعرفة الكاملة لطرق توليد البلازما.

المعرفة الكاملة لتطبيقات البلازما.

1.1 Occurrence of Plasma in Nature:

It is now believed that the universe is made of 69 % dark energy, 27 % dark matter, and 1 % normal matter. All that we can see in the sky is the part of normal matter that is in the plasma state, emitting radiation. Plasma in physics, not to be confused with blood plasma, is an “ionized” gas in which at least one of the electrons in an atom has been stripped free, leaving a positively charged nucleus, called an ion. Sometimes plasma is called the “fourth state of matter.” When a solid is heated, it becomes a liquid. Heating a liquid turns it into a gas. Upon further heating, the gas is ionized into a plasma. Since a plasma is made of ions
and electrons, which are charged, electric fields are rampant everywhere, and particles “collide” not just when they bump into one another, but even at a distance where they can feel their electric fields. Hydrodynamics, which describes the flow of water through pipes, say, or the flow around boats in yacht races, or the behavior of airplane wings, is already a complicated subject. Adding the electric fields of a plasma greatly expands the range of possible motions, especially in the presence of magnetic fields.

وجود البلازما في الطبيعة:

يُعتقد أن الكون مكون من 69٪ طاقة مظلمة و 27٪ مادة مظلمة و 1٪ مادة طبيعية. كل ما يمكننا رؤيته في السماء هو جزء من المادة الطبيعية الموجودة في حالة البلازما ، والتي تنبعث منها الإشعاع. لا ينبغي الخلط بين البلازما في الفيزياء وبلازما الدم ،فيزياء البلازما هي غاز "مؤين" يتم فيه تجريد واحد على الأقل من إلكترونات الذرة ، تاركًا نواة موجبة الشحنة تسمى ألايون. في بعض الأحيان تسمى البلازما بـ "الحالة الرابعة للمادة". من الممكن تحويل الجسم الصلب الى سائل باضافة طاقة والتغلب على طاقة الربط بين الذرات او الجزيئات وهي الطاقة المسمات بالطاقة الكامنة للانصهار وكذلك تحويل السائل الى غاز وتعرف الطاقة اللازمة للتحول بالطاقة الكامنة للتبخر وفي الحالتين هي طاقة محددة لذلك فالتحول الى الحالة الصلبة او السائلة يحدث على شكل مراحل وحيث ان التعادل الكهربائي محفوظ في الدواخل والنواتج لذلك يعتبر هذين التحولين بالتحولات الطورية. اما التحول الى حالة البلازما فيتم عند اضافة طاقة كافية

لفصل الكترون الذرة عن نواتها وهي ما تعرف بطاقة التاين ويتم التاين جزئيا في الغاز عند توفر الطاقة اللازمة للتاين ويحدث ذلك تدريجيا . ونلاحظ هنا ان التحول يحدث من مكونات متعادلة كهرائياً الى مكونات مشحونة لذلك لايعتبر التحول الى حالة البلازما تحولا طورياً.

Plasma usually exists only in a vacuum. Otherwise, air will cool the plasma so that the ions and electrons will recombine into normal neutral atoms. In the laboratory, we need to pump the air out of a vacuum chamber. In the vacuum of space, however, much of the gas is in the plasma state, and we can see it. Stellar interiors and atmospheres, gaseous nebulas, and entire galaxies can be seen because they are in the plasma state. On earth, however, our atmosphere limits our experience with plasmas to a few examples: the flash of a lightning bolt, the soft glow of the Aurora Borealis, the light of a fluorescent tube, or the pixels of a plasma TV. We live in a small part of the universe where plasmas do not occur naturally; otherwise, we would not be alive.

معظم المادة الكونية الموجودة في النجوم تكون في درجات حرارة عالية جداً الى الحد الذي تصبح فيه الطاقة الحركية لذرات المادة كافية لاحداث تأين لهذه الذرات عند عمليات التصادم المتكررة بالاضافة الى تجهيز طاقة حركية فائضة للايونات تكفي للتغلب على التنافر الكهروستاتيكي بين الايونات الموجبة مما يؤدي الى حدوث تفاعلات اندماج نووي تقوم بدورها بتوليد كميات كبيرة جداً من الطاقة وتعتبر هذه العملية هي الاساس في تولد الطاقة في الكون .اما على سطح الارض فان عملية تاين جزيئات الهواء المحيط بالكرة الارضية والناتج عن سقوط الاشعة فوق البنفسجية على الطبقة الهوائية المحيطة بالارض .وفي الحالات الاعتيادية يجب توفير درجات حرارة عالية لاحداث التأين لذا يتم انتاج البلازما بمختبرات خاصة. فطاقة التأين تكون بحدود بضع وحدات الكترون فولت (eV) لذا يجب ان تكون درجة الحرارة كافية لاحداث التاين اي مساوية لجهد التأين لذا فان درجة حرارة العتبة تقع بين (10^3-10^5 K^o) وقد تصل الى عدة ملايين كلفن .المصابيح الكهربائية المتفلورة والزئبقية او الهالوجينية مثال على البلازما كغازمتأين لكنها تتضمن تأين جزئي لان البلازما هنا تتعرض لعملية تبريد مستمرة وسريعة من خلال اصطدام الالكترونات والايونات بجدار المصباح البارد .ان وجود البلازما في درجات حرارية عالية يضع قيوداً عل

مسألة احتواء البلازما فلايوجد وعاء مادي يحتمل درجة حرارة البلازما، لكن تحفظ البلازما ضمن مجالات مغناطيسية بحيث لايسمح للبلازما ان تلامس الجدران المادية للوعاء.

The reason for this can be seen from the Saha equation, which tells us the amount of ionization to be expected in a gas in thermal equilibrium:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \, x \, 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT} \quad \dots\dots (1)$$

Here n_i and n_n are, respectively, the density (number per m^3) of ionized atoms and of neutral atoms, **T** is the gas temperature in K°, *K* is Boltzmann's constant, and U_i is the ionization energy of the gas—that is, the number of joules required to remove the outermost electron from an atom.

For ordinary air at room temperature, we may take $n_n \approx 3 \times 10^{25} m^{-3}$, $T \approx 300$ K° and $U_i = 14.5$ eV (for nitrogen), where 1eV=1.6×10^{-19}J. The fractional ionization $n_i/(n_n + n_i) \approx n_i/n_n$ predicted by Eq. (1) is ridiculously low:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 10^{-122} \quad \dots\dots (2)$$

As the temperature is raised, the degree of ionization remains low until U_i is only a few times KT. Then n_i/n_n rises abruptly, and the gas is in a plasma state. Further increase in temperature makes n_n less than n_i, and the plasma eventually becomes fully ionized. This is the reason plasmas exist in astronomical bodies with temperatures of millions of degrees, but not on the earth. Life could not easily coexist with a plasma at least, plasma of the type we are talking about. The natural occurrence of plasmas at high temperatures is the reason for the designation "the fourth state of matter." Although we do not intend to emphasize the Saha equation, we should point out its physical meaning. Atoms in a gas have a spread of thermal

energies, and an atom is ionized when, by chance, it suffers a collision of high enough energy to knock out an electron. In a cold gas, such energetic collisions occur infrequently, since an atom must be accelerated to much higher than the average energy by a series of “favorable” collisions. The exponential factor in Eq. (**1**) expresses the fact that the number of fast atoms falls exponentially with U_i/KT. Once an atom is ionized, it remains charged until it meets an electron; it then very likely recombines with the electron to become neutral again. The recombination rate clearly depends on the density of electrons, which we can take as equal to n_i. The equilibrium ion fraction, therefore, should decrease with n_i; and this is the reason for the factor n_i^{-1} on the right-hand side of Eq. (**1**). The plasma in the interstellar medium owes its existence to the low value of n_i (about 1 per cm^3), and hence the low recombination rate.

نسبة التاين ومعادلة ساها Saha equation :

وهي معادلة تبين نسبة التاين المتوقعة لأي نوع من الغاز عند درجة حرارة معينة . حيث ان معادلة ساها تبين لنا النسبة بين الكثافة العددية للجسيمات المشحونة الى الكثافة العددية للجسيمات المتعادلة للغاز في حالة التوازن الحراري:-

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \, x \, 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT} \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

حيث:

n_i: الكثافة العددية للجسيمات المشحونة لوحدة الحجم (m^{-3})

n_n: الكثافة العددية للجسيمات المتعادلة للغاز (m^{-3})

n_i / n_n: نسبة التأين

T: درجة حرارة الغاز

K: ثابت بولتزمان

U_i: طاقة تأين الغاز (وهي الطاقة اللازمة لأزالة الكترون من الغلاف الخارجي للذرة)

وكمثال تطبيقي لفهم معادلة ساها في ظروف المختبر تكون :-

$\mathbf{n_n} = 3\times10^{25}\ m^{-3}$

$\mathbf{T} = 27+273 = 300\ K^o$

$\mathbf{U_i}$=14.5 eV, where 1eV=1.6x10^{-19}J.

So, $\mathbf{n_i/n_n} \approx 10^{-122}$

وهذه النسبة ضئيلة ولكنها موجودة في ظروف المختبر وفي ارتفاع درجة الحرارة تزداد النسبة بعد ان تتجاوز درجة الحرارة طاقة التأين وعندما تكون $\mathbf{n_i}$ اكبر بكثير من $\mathbf{n_n}$ تسمى البلازما متأينة كلياً ، وهذه الحالة هي التي جعلت تكون الأجسام الفلكية في حالة بلازما حيث يوجد الهيدروجين بدرجات حرارية عالية . ان تكون البلازما في هذه الظروف هي وراء تسميتها بالحالة الرابعة للمادة . ان البلازما هي الحالة الأكثر شيوعاً للمادة في الكون حيث ان 99 % من المادة هي في حالة البلازما . ان معظم المادة الموجودة في الكون تكون في درجات حرارية عالية جداً بحيث تسمح لحدوث عمليات التأين لذرات المادة الكونية عند عمليات التصادم المستمرة.

ملاحظات حول المعنى الفيزياوي لمعادلة ساها

1. نسبة التاين تزداد كلما زادت درجة الحرارة .

2. زيادة تكون الجسيمات المشحونة بارتفاع درجات الحرارة .

3. نقصان الكثافة العددية للجسيمات المتعادلة بارتفاع درجات الحرارة. ·

4. الزيادة في كثافة الجسيمات المشحونة تكون على حساب النقصان في الكثافة العددية للجسيمات المتعادلة ·وتكون هذه الزيادة مضطرده بارتفاع درجة الحرارة وتجاوزها طاقة التاين وهذا سبب وجود (Exp (e)).

1.2 Definition of Plasma:

Any ionized gas cannot be called a plasma, of course; there is always some small degree of ionization in any gas. A useful definition is as follows: A plasma is a quasineutral gas of charged and neutral particles which exhibits collective behavior we must now define "quasineutral" and "collective behavior." The meaning of quasineutrality.

What is meant by "collective behavior" is as follows.

Consider the forces acting on a molecule of, say, ordinary air. Since the molecule is neutral, there is no net electromagnetic force on it, and the force of gravity is negligible. The molecule moves undisturbed until it makes a collision with another molecule, and these collisions control the particle's motion. A macroscopic force applied to a neutral gas, such as from a loudspeaker generating sound waves, is transmitted to the individual atoms by collisions. The situation is totally different in a plasma, which has charged particles. As these charges move around, they can generate local concentrations of positive or negative charge, which give rise to electric fields. Motion of charges also generates currents, and hence magnetic fields. These fields affect the motion of other charged particles far away.

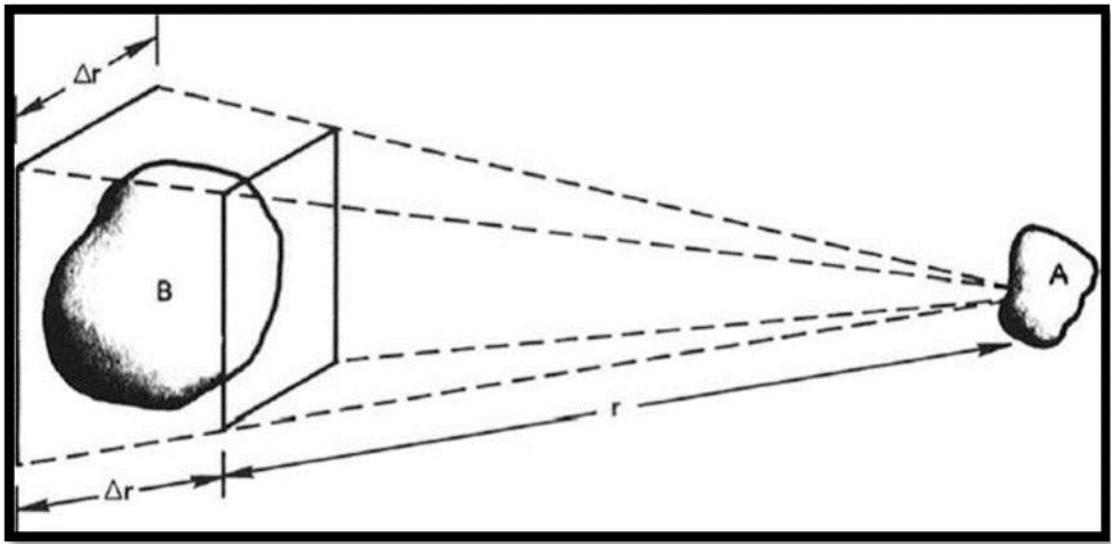


Fig. 1: Illustrating the long range of electrostatic forces in a plasma.

Let us consider the effect on each other of two slightly charged regions of plasma separated by a distance r (Fig. 1). The Coulomb force between A and B diminishes as $1/r^2$. However, for a given solid angle (that is, $\Delta r/r$ =constant), the volume of plasma in B that can affect A increases as r^3. Therefore, elements of plasma exert a force on one another even at large distances. It is this long-ranged Coulomb force that gives the plasma a large repertoire of possible motions and enriches the field of study known as plasma physics. In fact, the most interesting results concern so-called "collisionless" plasmas, in which the long-range electromagnetic forces are so much larger than the forces due to ordinary local collisions that the latter can be neglected altogether. By "collective behavior" we mean motions that depend not only on local conditions but on the state of the plasma in remote regions as well. The word "plasma" seems to be a misnomer. It comes from the Greek ***πλάσμα, -ατος, το***–, which means something molded or fabricated. Because of collective behavior, a plasma does not tend to conform to external influences; rather, it often behaves as if it had a mind of its own.

لا يمكن اطلاق كلمة بلازما على كل غاز متأين، فهناك بعض الدرجات الصغيرة من التأين في كل غاز، فليس كل وسط يحتوي على جسيمات مشحونة يمكن ان يصنف كبلازما. لذلك فان التعريف المناسب للبلازما هو ان البلازما هي غاز متأين شبه متعادل (Quasi Neutral) يحتوي على جسيمات مشحونة ومتعادلة تسلك جميعها سلوكا جماعيا (Collective Behavior).

شبه التعادل Quasineutal:

بغياب التأثير الخارجي تمتلك البلازما تعادل عياني وهذا يعني ان المجموع الجبري للجسيمات المشحونة تساوي صفر، وعند النظر بشكل مجهري نرى بأن البلازما تحتوي على نوعين من الجسيمات موجبة وسالبة وعند اختلاف هذا التعادل فان طاقة الجهد المرافق لقوة كولوم تتضاعف (تتضاخم) قياساً للطاقة الحركية للجسيمات بحيث ترجع الى الحالة الأصلية . ان التعادل العياني يعني البلازما تحافظ على تعادلها ومكوناتها مشحونة لذلك نسمي الحالة بشبه التعادل .

التصرف الجماعي للبلازما Collective behavior:

في كل الغازات يكون التصادم بين الجسيمات (الجزيئا ت) هو العنصر الأساسي الذي يحدد حركة هذه الغازات ، فمثلاً الحركة الأهتزازية يمكن ان تنتقل كطاقة بالجو بواسطة التصادم بين الذرات او الجزيئات كأنتقال الصوت في الهواء اما في حالة البلازما فأن الحالة تختلف حيث ان البلازما تتكون من شحنات كهربائية بالأضافة الى الجسيمات المتعادلة حيث ان الشحنات تولد مجالات كهربائية وعند حركتها تولد تيارات كهربائية تنتج عنها مجالات مغناطيسية ، وهذه المجالات المغناطيسية بدورها تؤثر على الجسيمات نفسها وعلى الجسيمات البعيدة ايضاً. ان حركة جزء من البلازما في منطقة معينة يؤثر على جسيمات البلازما بمناطق بعيدة بواسطة التأثيرات الكهربائية والمغناطيسية لذا فأن البلازما العديمة التصادم تعتبر دراستها مهمة لحساب القوى الكهرومغناطيسية .ومن هنا يمكن تعريف التصرف الجماعي للبلازما بالشكل التالي:-

(ان حركة البلازما لاتعتمد فقط على الحالة المحلية فحسب وانما على حالة البلازما في المناطق البعيدة ايضاً) ان ديناميكية الجسم في البلازما تتحكم به المجالات الذاتية الناشئة عن حركة الجسيمات الأخرى وان الجسم المشحون يحاط بمجال كهربائي ومتأثر ببقية الأجسام المشحونة طبقاً لقانون كولوم بأعتماده العكسي على مربع المسار الفاصل بينه وبين الجسيمات الأخرى ، بالأضافة الى المجال المغناطيسي المرافق للجسيم المشحون والذي ينتج عنه قوة تؤثر على بقية الجسيمات المشحونة وهذا ما يجعل قانون كولوم هو القانون الأساسي في حساب الخواص الأساسية للبلازما ويكون تأثير التصرف الجماعي واضح بشكل كبير في البلازما عديمة التصادم .

فعند دراسة تأثير منطقة مشحونة من البلازما على منطقة اخرى واقعة على بعد r من المنطقة الاولى (الشكل 1).

أن قوة كولوم بين المنطقتين Aو B متناسبة مع المقدار$(1/r^2)$ ، اما من اجل زاوية معطاة (اي بجعل $\Delta r/r$ =constant) فان حجم البلازما في المنطقة B يؤثر في المنطقة A تناسباً مع r^3 وبالتالي فان الجزيئات البلازما تتبادل التأثير فيما بينها حتى ولو كانت المسافات بينها كبيرة ،وقوى التأثير هذه تسمى قوى كولوم المؤثرة عن بعد، وهذه القوى هي السبب في الحركة الجماعية للبلازما وبروز مجال جديد في الفيزياء يسمى فيزياء البلازما، وبالتالي يمكن ان نحدد عبارة السلوك الجماعي بانها الحركة التي لا تتعلق فقط بالشروط الموضعية وانما بحالة البلازما في المناطق البعيدة.

1.3 Historical summary:

The noble prize winning American Chemist Irving Langmuir first used the term plasma to describe an ionized gas in 1927. He was reminded of the way blood plasma carries red and white corpuscles by the way an electrified fluid carries electrons and ions. Langmuir developed the theory of plasma sheaths: the boundary layers which form between ionized plasmas and solid surfaces. He also discovered that certain regions of a plasma discharge tube exhibit periodic variations of the electron density, which we nowadays term Langmuir's waves. This was the genesis of plasma physics. Interestingly enough, Langmuir's research nowadays forms the theoretical basis of most plasma processing techniques for fabricating circuits. After Langmuir, plasma research gradually spread in other directions, of which five are particularly significant.

1- The development of radio broadcasting led to the discovery of the earth's ionosphere, a layer of partially ionized gas in the upper atmosphere. This layer is responsible for the fact that radio signals can be received when the transmitter is over the horizon. That leads to develop the theory of electromagnetic wave propagation through non- uniform magnetized plasma.

2- Astrophysicists quickly recognized that much of universe consists of plasma, and, thus, that a better understanding of astrophysical phenomena requires a better grasp of plasma physics.

3- The creation of hydrogen bomb in 1952 generated a great deal of interest in controlled thermonuclear fusion as a possible power source for the future.

4- James A. Van Allen's discovery in 1958 of Van Allen radiation belts surrounding the earth opened up the field of the space plasma physics**.**

5- Finally, the development of high powered laser in 1960's opened up the field of laser plasma physics.

البلازما هي كلمة ذات اصل اغريقي وتعني لغوياً المادة الجلاتينية. وباللغة اليونانية **(σλασμα)** فيعني اصلا شيئ مكون وفق نظام معين. فقد أستخدم هذا المصطلح للمرة الاولى من قبل العالم لانكميور الحائز على جائزة نوبل لوصف الغاز المؤين في عام 1927. وتم تذكيره بالطريقة التي تحمل بها بلازما الدم الكريات الحمراء والبيضاء بالطريقة التي يحمل بها السائل المكهرب الإلكترونات والأيونات. طور لانكميور نظرية أغلفة البلازما: الطبقات الحدودية التي تتكون بين البلازما المتأينة والأسطح الصلبة. اكتشف أيضًا أن مناطق معينة من أنبوب تفريغ البلازما تظهر تغيرات دورية في كثافة الإلكترون ، والتي نطلق عليها حاليًا موجات لانكميور. كان هذا نشأة فيزياء البلازما. بعد Langmuir ، انتشرت أبحاث البلازما تدريجياً في اتجاهات أخرى ، خمسة منها مهمة بشكل خاص:

1- أدى تطور البث الإذاعي إلى اكتشاف طبقة الأيونوسفير للأرض ، وهي طبقة من الغاز المتأين جزئياً في الغلاف الجوي العلوي. هذه الطبقة مسؤولة عن حقيقة أنه يمكن استقبال إشارات الراديو عندما يكون المرسل فوق الأفق. وهذا يؤدي إلى تطوير نظرية انتشار الموجات الكهرومغناطيسية من خلال البلازما الممغنطة غير المنتظمة

2- أدرك علماء الفيزياء الفلكية بسرعة أن الكثير من الكون يتكون من البلازما ، وبالتالي ، فإن الفهم الأفضل للظواهر الفيزيائية الفلكية يتطلب فهمًا أفضل لفيزياء البلازما.

3- ولّد إنشاء القنبلة الهيدروجينية عام 1952 قدراً كبيراً من الاهتمام بالاندماج النووي الحراري المتحكم فيه كمصدر طاقة محتمل للمستقبل.

4- أدى اكتشاف جيمس أ. فان ألين في عام 1958 لأحزمة فان ألين الإشعاعية المحيطة بالأرض إلى فتح مجال فيزياء بلازما الفضاء.

5- أخيرًا ، أدى تطوير الليزر عالي الطاقة في الستينيات إلى فتح مجال فيزياء بلازما الليزر.

1.4 Ionization and Recombination:

A gas to become conductor, its neutral molecules or atoms must be converted into ions. Ionization may be effected by short-wave radiation, i.e. by ultraviolet, x-ray and gamma rays, and also by alpha, beta, and cosmic rays. Electrical conduction due to external radiation is sometimes called non-self maintaining conduction.

To investigate a gas of volume V and number of molecules N_0, the molecule concentration, is $n_0=N_0/V$. We denote the ions like sign by N_i, their concentration is $n_i=N_i/V$. The ratio of the number of ions to the total number of molecules is called ionization coefficient, $\alpha=N_i/N_0=n/n_0$. In non self maintaining conduction, the ionization coefficient of gases is usually very low: $\alpha \approx 10^{-12}-10^{-10}$.

The number of neutral (non-ionized) molecules is:

$$N_n = N_0 - N_i = N_0(1-\alpha) \approx N_0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

And the same is true of the concentration $n_n \approx n_0$.

Suppose that the action of some kind of rays during the time Δt produces in volume V, a number of ions:

$$\Delta N_i = \beta N_n \Delta t \approx \beta N_0 \Delta t \approx \beta n_0 V \Delta t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

Where β is the second ionization coefficient, which depends on the energy of the ionizer. The ionization process is accompanied by reverse process, the recombination of ions. In the latter, a neutral atoms or molecule is formed when a positive ion collides with an electron. Hence:

$$\Delta N_{rec} = \gamma N_i 2 \Delta t / V = \gamma n_i 2 V \Delta t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5)$$

Where γ is the recombination coefficient, which depends upon the kind of gas being ionized.

When a certain time has elapsed after the beginning of ionization, the rate of recombination $\Delta N_{rec}/\Delta t$ becomes equal to the rate of ionization $\Delta N_i/\Delta t$, and a dynamic equilibrium is established in the gas. This state corresponds to a definite ion concentration which can be found by equating expressions (4) and (3). Thus:

$$n_i = (\beta n_0 / \gamma) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

نحصل على بلازما بالتأين ويتم كما يلي : للحصول على بلازما كثيفة تنتج من تصادم الألكترونات والايونات بالذرات المتعادلة والذرات المتعادلة فيما بينها . اما للحصول على بلازما متخلخلة او قليلة التأين فيتم بواسطة ما يسمى التأين في المجالات الكهربائية او التأين بالأشعاع ذات الطاقة الكافية للتأين.

وان عكس عملية التأين هي عملية اعادة الأتحاد **Recombination** وتحصل فقط عند فقدان الطاقة من قبل الالكترونات اي هي عملية تلتقط بها الأيونات الموجبة للبلازما إلكترونًا حرًا (نشطًا) وتتحد مع الإلكترونات أو الأيونات السالبة لتكوين ذرات محايدة جديدة (غاز). إعادة الاتحاد هو تفاعل طارد للحرارة ، مما يعني تفاعل إطلاق الحرارة، حيث عند ايقاف مصدر التأين بالتناقص تدريجياً بسبب عملية اعادة الاتحاد حتى يصل قيمة ثابتة للتوازن مع درجة حرارة الوسط. وان معامل عملية اعادة الاتحاد (γ) يعتمد على نوع الغاز المتأين .ان مثال البلازما في الحالة الغازية هي طبقة الأيونوسفير وفي الحالة الصلبة هي اشباه الموصلات وفي الحالة السائلة هي المحاليل الالكتروليتية.

2.1. Methods of ionizing air or gas:

2.1.1. Particle Impact Ionization.

2.1.2. Thermal Ionization.

2.1.3. Nuclear Emission.

2.1.4. Photo or Irradiative Ionization.

2.1.5. Electric Field Ionization:

(a) Arc Discharge Ionization.

(b) Corona Discharge Ionization.

2.1.1. Particle Impact Ionization:

When an atom is struck by a particle, such as an electron or an ion, it can lose or gain a charge depending on the amount of energy transferred in the impact. This energy has to exceed the ionization energy $\mathbf{E_i}$ expressed in eV, where e (1.6×10^{-19} Coulombs) is the absolute value of the charge of an electron. In the case of electron impacts, the electron can be absorbed by the atom or it can cause the atom to lose electrons or just excite the valence electrons of the atom. An electron source is required to generate enough electrons to ionize the gas and sustain the electrons so that they last long enough to cause ionization and the electrons have to be accelerated by means of an electric or magnetic field. Electrons released in the ionization process can produce secondary ionization if their energies are high enough. In place of electrons, ions can be accelerated and made to collide with and ionize atoms. Ions are heavier particles and therefore require much more effort to accelerate to attain the required ionization energy. This can be done in a particle accelerator or by means of strong electric or magnetic fields. Nuclear reactions emit ions that have high energies that can be used in ionization of gases. However this is not a safe approach for a study of ionization for supersonic flows.

تأين الجسيمات عن طريق التصادم:

عندما تصطدم ذرة بجسيم ، مثل إلكترون أو أيون ، يمكن أن تفقد أو تكتسب شحنة اعتمادًا على كمية الطاقة المنقولة في التأين. يجب أن تتجاوز هذه الطاقة طاقة التأين E_i المعبر عنها في **eV** ، **(1.6×10^{-19} Coulombs)** حيث ان **(e)**هي القيمة المطلقة لشحنة الإلكترون. في حالة اصطدام الإلكترون ، يمكن أن تمتص الذرة الإلكترون أو يمكن أن يتسبب في فقدان الذرة للإلكترونات أو فقط تهيج إلكترونات التكافؤ للذرة. مطلوب مصدر إلكترونات لتوليد ما يكفي من الإلكترونات لتأين الغاز والحفاظ على الإلكترونات بحيث تستمر لفترة كافية لإحداث التأين ويجب تعجيل الإلكترونات عن طريق مجال كهربائي أو مغناطيسي. يمكن أن تنتج الإلكترونات المنبعثة في عملية التأين تأينًا ثانويًا إذا كانت طاقاتها عالية بما يكفي. بدلاً من الإلكترونات ، يمكن تعجيل الأيونات وجعلها تتصادم مع الذرات وتتأين. الأيونات هي جسيمات أثقل ، وبالتالي فهي تتطلب المزيد من الجهد لتسريع الوصول إلى طاقة التأين المطلوبة. يمكن القيام بذلك في تعجيل الجسيمات أو عن طريق المجالات الكهربائية أو المغناطيسية القوية. تصدر التفاعلات النووية أيونات ذات طاقات عالية يمكن استخدامها في تأين الغازات.

2.1.2 Thermal Ionization:

All matter above 10,000 K exists in the plasma state. And fire is filled with ions and free radicals. If a gas is heated to suitably high temperatures the energies of the gas constituents become high enough to induce ionization within the medium. The requirement of such high temperatures and the problem of contaminants in air make this an impractical approach for this study.

التأين الحراري:

جميع المواد التي تزيد درجة حرارتها عن 10000 كلفن هي في حالة البلازما. حيث ان اذا تم تسخين الغاز إلى درجات حرارة عالية بشكل مناسب ، فإن طاقات مكونات هذا الغاز تصبح عالية بما يكفي للحث على التأين داخل الوسط. حيث ان التأين يعتبر اخدى طرق للحصول على البلازما.

2.1.3. Nuclear Emission:

Fusion reactions involving hydrogen emit H^+ and He^+ ions with very high energies in the order of **MeV**. Fission reactions of heavier atoms release high energy ions that can cause secondary ionization. However, this method of ionization would not be feasible for a small scale laboratory study. They cannot be adapted safely for application in a shock tunnel.

الانبعاثات النووية:

تفاعلات الاندماج النووي التي تتضمن انبعاث ايونات الهيدروجين H^+ و أيونات الهليوم He^+ مع طاقات عالية جدًا مقاسة بوحدة **MeV**. اما تفاعلات الانشطار للذرات الثقيلة فانها تطلق او تحرر أيونات عالية الطاقة يمكن أن تسبب تأينًا ثانويًا. ومع ذلك ، فإن طريقة التأين هذه تكون غير ملائمة لإجراء دراسة عمليةعلى نطاق صغير.

2.1.4. Photo or Irradiative Ionization:

An ionisable atom can be ionized by the impact of a photon if the photon's energy (***hv)*** exceeds the ionization energy of the atom. Ultraviolet rays, x-rays and gamma rays are preferred for photo ionization. However, if the photon energy is far greater than the threshold ionization energy, the probability of ionization decreases. The degree of ionization is also lower for this method. Due to this fact and also the difficulty in adapting this technique to work in a shock tunnel, it is not viable for ionization of supersonic air.

التأين الضوئي أو الإشعاعي:

يحدث التأين الضوئي بامتصاص فوتونات ساقطة لها طاقة (طاقة الفوتون ***hv***)تساوي أو اكبر من طاقة التأين للذرة الماصة. فالطاقة الفائضة من الفوتون تتحول الى طاقة حركية لتشكل زوج (الكترون ـ ايون). فعلى سبيل المثال تبلغ طاقة جهد التأين للالكترون في ذرة الهيدروجين(13.6 eV) والتي يمكن ان تجهز اشعة طول موجتها أقل من (910 A^o)كالاشعة فوق البنفسجية. ويمكن ان ينتج التأين ايضا بواسطة اشعة X-ray أو كاما والتي لها طول موجي اقل بكثير، وان طبقة الايونوسفير المحيطة بالارض مثلا هي بلازما طبيعية التأين تنتج بهذه الطريقة.

2.1.5. Electric Field Ionization:

This method involves passing the gas in between ionized electrodes. When the atoms or molecules come in contact with the surface of the metal electrodes, they lose or gain a charge subject to the polarity of the electrode. However, the electric field density has to be as high as a few **kV/m** to initiate ionization. The geometry of the electrodes is also important as electric fields around sharp objects and metallic surfaces with low radii of curvature are stronger than around blunt bodies. As the intensity of the electric field is increased, the particles approaching the electrode is ionized before reaching it. The rate of ionization falls off as the intensity of the electric field is decreased. It is thought that at higher pressures and velocities of air, higher electric field strengths will be required. Electric field ionization is preferred because it is easy to generate and control high electric fields in the lab. Geometries of the electrodes can be varied and manufactured as desired. When the intensity of the electric field increases beyond the breakdown potential of the gas، an arc discharge takes place. This is characterized by a heavy flow of current through the gas between the electrodes and high dissipation of energy in the form of heat followed immediately by a loud exploding sound. Although this method can yield high concentration of ions and higher charges of the ions **(2+, 3+, 4+ or higher charges)**, it is not favored because of damage to the electrode and apparatus, electrode heating, instability of the arcs and the high energy dissipation. Corona discharge is on the other hand, a low energy discharge that produces lower density ionization at the cost of a few **mW** of power. It is for this reason of low power consumption that this method of ionization has been adopted for this study

• **I: Townsend discharge,** below the breakdown voltage. At low voltages, the only current is that due to the generation of charge carriers in

the gas by cosmic rays or other sources of ionizing radiation. As the applied voltage is increased, the free electrons carrying the current gain enough energy to cause further ionization, causing an electron avalanche. In this regime, the current increases from femtoamperes to microamperes, i.e. by nine orders of magnitude, for very little further increase in voltage. The voltage-current characteristics begins tapering off near the breakdown voltage and the glow becomes visible.

• **II: glow discharge,** which occurs once the breakdown voltage is reached. The voltage across the electrodes suddenly drops and the current increases to milliampere range. At lower currents, the voltage across the tube is almost current-independent; this is used in glow discharge voltage-regulator tubes. At lower currents, the area of the electrodes covered by the glow discharge is proportional to the current. At higher currents the normal glow turns into abnormal glow, the voltage across the tube gradually increases, and the glow discharge covers more and more of the surface of the electrodes. Low-power switching (glow-discharge thyratrons), voltage stabilization, and lighting applications (e.g. Nixie tubes, decatrons, neon lamps) operate in this region.

• **III: (a) Arc Discharge Ionization,** which occurs in the ampere range of the current; the voltage across the tube drops with increasing current. High-current switching tubes, e.g. triggered spark gap, ignitron, thyratron and krytron (and its vacuum tube derivate, sprytron, using vacuum arc), high-power mercury-arc valves and high-power light sources, e.g. mercury-vapor lamps and metal halide lamps, operate in this range. Glow discharge is facilitated by electrons striking the gas atoms and ionizing them. For formation of glow discharge, the mean free path of the electrons has to be reasonably long but shorter than the distance between

the electrodes; glow discharges therefore do not readily occur at both too low and too high gas pressures.

The breakdown voltage for the glow discharge depends nonlinearly on the product of gas pressure and electrode distance according to **Paschen's law**. For a certain pressure × distance value, there is a lowest breakdown voltage. The increase of strike voltage for shorter electrode distances is related to too long mean free path of the electrons in comparison with the electrode distance. A small amount of a radioactive element may be added into the tube, either as a separate piece of material (e.g. nickel-63 in krytrons) or as addition to the alloy of the electrodes (e.g. thorium), to preionize the gas and increase the reliability of electrical breakdown and glow or arc discharge ignition. A gaseous radioactive isotope, e.g. krypton-85, can also be used. Ignition electrodes and keepalive discharge electrodes can also be employed. The E/N ratio between the electric field E and the concentration of neutral particles N is often used, because the mean energy of electrons (and therefore many other properties of discharge) is a function of **E/N**. Increasing the electric intensity **E** by some factor q has the same consequences as lowering gas density **N** by factor **q**.

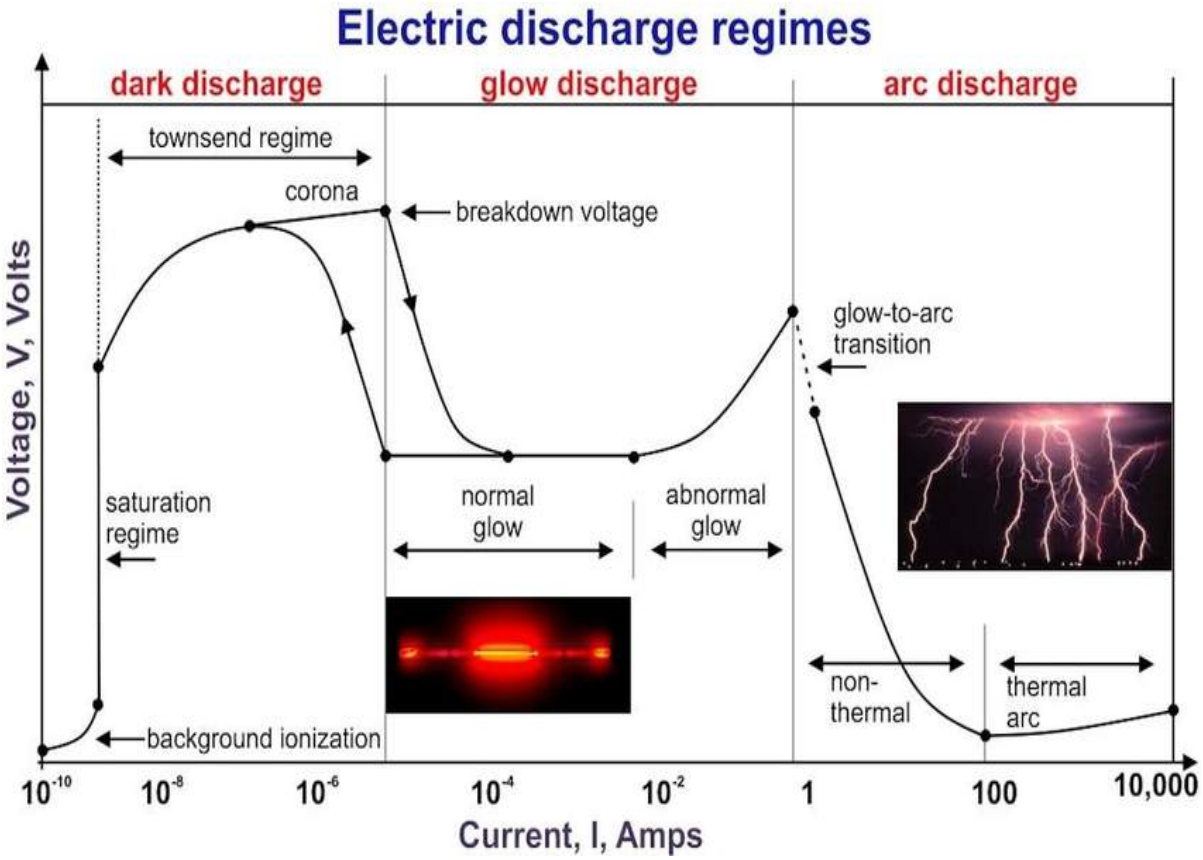


Fig.1. An overview of the different electric discharge regimes possible.

تأين المجال الكهربائي:

تتضمن هذه الطريقة امرار الغاز بين الأقطاب الكهربائية المؤينة. عندما تتلامس الذرات أو الجزيئات مع سطح الأقطاب الكهربائية المعدنية ، فإنها تفقد أو تكتسب شحنة تخضع لقطبية القطب. ومع ذلك ، يجب أن تكون كثافة المجال الكهربائي عالية مثل بضعة كيلو فولت / متر لبدء التأين. تعتبر هندسة الأقطاب الكهربائية مهمة أيضًا لأن المجالات الكهربائية حول الأجسام الحادة والأسطح المعدنية ذات نصف قطر الانحناء المنخفض أقوى من تلك الموجودة حول الأجسام غير الحادة. مع زيادة شدة المجال الكهربائي ، تتأين الجسيمات التي تقترب من القطب قبل الوصول إليه. ينخفض معدل التأين مع انخفاض شدة المجال الكهربائي. يُعتقد أنه عند الضغط العالي وسرعات الهواء ، ستكون هناك حاجة لشدة مجال كهربائي أعلى. يُفضل تأين المجال الكهربائي لأنه من السهل توليد والتحكم في المجالات الكهربائية العالية في المختبر. يمكن تنويع هندسة الأقطاب الكهربائية وتصنيعها حسب الرغبة. عندما تزداد شدة المجال الكهربائي إلى ما بعد احتمال انهيار الغاز ، يحدث تفريغ القوس. يتميز هذا بتدفق كثيف للتيار عبر الغاز بين الأقطاب الكهربائية وتبديد عالي للطاقة على شكل حرارة يليه مباشرة صوت انفجار عالي. على الرغم من أن هذه

الطريقة يمكن أن تنتج تركيزًا عاليًا من الأيونات وشحنات أعلى للأيونات (2+ ، 3+ ، 4+ أو أعلى) ، إلا أنها غير مفضلة بسبب تلف القطب والجهاز ، وتسخين القطب الكهربائي ، وعدم استقرار الأقواس و تبديد الطاقة العالية. من ناحية أخرى ، فإن تفريغ كورونا هو تفريغ منخفض للطاقة ينتج عنه تأين أقل كثافة بتكلفة بضعة ميكاواط من الطاقة. ولهذا السبب من انخفاض استهلاك الطاقة.

تفريغ تاونسندTownsend Discharge: أو جهد الانهيار لتاونسند هو عملية تأين للغاز حيث يتم تسريع (تعجيل) الإلكترونات الحرة بواسطة مجال كهربائي ، وتصطدم بجزيئات الغاز ، وبالتالي تحرر إلكترونات إضافية. هذه الإلكترونات بدورها تتسارع وتحرر إلكترونات إضافية اخرى. والنتيجة هي تضاعف جهد الانهيار الذي يسمح بالتوصيل الكهربائي عبر الغاز. يتطلب التفريغ مصدرًا للإلكترونات الحرة ومجالًا كهربائيًا كبيرًا ؛ بدون كليهما ، لا تحدث هذه الظاهرة. حيث تكون قيمة تيار التفريغ بحدود او اقل من(10^{-6}) امبير.

التفريغ التوهجي Glow Dischargeحيث تكون قيمة تيار التفريغ خلاله بحدود($10^{-1} - 10^{-6}$) امبير. اذا كان ضغط الغاز لا يتجاوز بضعة ملمترات زئبق فمن المحتمل جداً ان يتكون التفريغ التوهجي عند حدوث الانهيار للغاز. تكون قيمة تيار التفريغ الكهربائي المار بحدود بضعة ملي امبير عند تسليط فرق جهد قريب من فولتية انهيار الغاز.

التفريغ القوسيArc Discharge : حيث تكون قيمة تيار التفريغ بحدود(10^{-1}) امبير او اكثر أما اذا كان الضغط كبيراً (قريباً من الضغط الجوي) وكانت مقاومة الدائرة الخارجية واطئة فيمكن ان يتكون التفريغ القوسي عند انهيار الغاز، حيث ان التيار يتحدد اساساً بالدائرة الخارجية، وان فولتية التفريغ تكون واطئة (تعادل بضع عشرات من الفولتات) .كما يمكن الحصول على التفريغ التوهجي عند الضغط الجوي أو أعلى منه بتيار تفريغ اكبر من واحد امبير الا ان التفريغ التوهجي يتحول الى منطقة القوس الكهربائي اذا ازداد أي من الضغط أو التيار.

لتشكيل تفريغ الوهج ، يجب أن يكون متوسط المسار الحر للإلكترونات طويلًا بشكل معقول ولكنه أقصر من المسافة بين الأقطاب الكهربائية ؛ وبالتالي ، فإن التفريغ المتوهج لا يحدث بسهولة عند كل من ضغوط الغاز المنخفضة جدًا والمرتفعة جدًا. يعتمد جهد الانهيار لتفريغ الوهج بشكل غير خطي على ناتج ضغط الغاز ومسافة القطب وفقًا **لقانون باشن**. بالنسبة لقيمة ضغط (p)× مسافة معينة(d)، من الواضح أن هناك حدًا أدنى لجهد الانهيار عند ناتج حاصل ضرب pd معين وإمكانية الانهيار كبيرة لكل من القيم الصغيرة والكبيرة لـ pd. عند قيم pd المنخفضة ، فإن جهد الانهيار يكون مرتفع بسبب عدد قليل جدًا من الاصطدامات وقيم pd عالية ؛ الانهيار الجهد مرتفع بسبب

كثرة الاصطدامات. ان الأهمية لهذا الجهد الأدنى هو أنه مهما كانت الفجوة أو الضغط صغيراً ، فمن المستحيل أن يتكون التفريغ بجهد ما أقل من الحد الأدنى لجهد الانهيار.

Corona Discharge

Corona is derived from the French word for crown. Corona has been known for centuries by mankind, and often had supernatural properties ascribed to it. In Europe, it was known as St. Elmo's fire, named after St. Erasmus, the patron saint of sailors because it was often seen by sailors as a bluish-white flame on top of masts and sails of ships, often after a thunder storm, and was thus seen as a good sign from the gods. It was reportedly seen by many sailors throughout history, including Julius Caesar, Magellan, Columbus and Charles Darwin, on his voyage aboard the H.M.S. Beagle. William Shakespeare even mentioned it in his play "The Tempest." Corona is also seen on aircraft wing tips, propellers and antennae. Corona discharge is seen as a faint glow around high voltage conductors, especially on transmission lines around broken strands.

Corona discharge is used in air purifiers to clean air by ionizing the air. Ozone is a by-product of corona discharge and it is used to kill microbes and neutralize airborne contaminants. Corona discharge on transmission line cause power loss and damage to the conductors and degrade the insulators. Thus power companies spend large sums of money to detect corona discharge on transmission lines and prevent them. Corona discharge on transmission lines has been known to cause radio frequency noise that interferes with communication signals. High frequency antennas are often fitted with a ball at the top to avoid ending in a sharp tip that is prone to corona discharge.

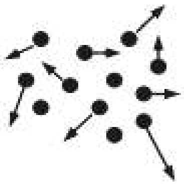
(b) Corona Discharge Ionization:

Corona ionizers use strong electric fields created by applying high voltage to a sharp ionizing point to move the electrons. Due to the decay of trace radioactive elements in soil and air, a few free electrons are always present in the atmosphere. Creation of a high positive electric field accelerates these electrons toward the ionizing point. They collide with air molecules and knock out more electrons on the way, leaving behind many molecules that have lost electrons and become positive ions in a high positive electric field. This field repels them from the ionizing point, presumably toward the area where they are needed for charge neutralization. Similarly, a negative electric field sends free electrons away from the ionizing point into collisions with gas molecules that generate more free electrons that are captured by neutral gas molecules near the ionizing point. The negative ions created are repelled by the negative electric field.

تأين تفريغ Corona: يستخدم مجالات كهربائية قوية يتم إنشاؤها عن طريق تسليط جهد عالٍ على نقطة مؤينة حادة لتحريك الإلكترونات. بسبب اضمحلال العناصر المشعة في التربة والهواء ، توجد دائمًا بعض الإلكترونات الحرة في الغلاف الجوي. يؤدي تكوين مجال كهربائي موجب عالي إلى تعجيل هذه الإلكترونات نحو نقطة التأين. تتصادم مع جزيئات الهواء وتصطدم بالمزيد من الإلكترونات التي في طريقها تاركة وراءها العديد من الجزيئات التي فقدت الإلكترونات وأصبحت أيونات موجبة في مجال كهربائي عالي الموجب. هذا المجال يصدهم من نقطة التأين ، ويفترض نحو المنطقة التي يحتاجون إليها لتحييد الشحنة. وبالمثل ، يرسل المجال الكهربائي السالب الإلكترونات الحرة بعيدًا عن نقطة التأين لتصطدم بجزيئات الغاز التي تولد المزيد من الإلكترونات الحرة التي يتم التقاطها بواسطة جزيئات الغاز المحايدة (المتعادلة) بالقرب من نقطة التأين. يتم صد الأيونات السالبة الناتجة عن المجال الكهربائي السالب.

3.1. The Concept of Temperature:

A gas in thermal equilibrium has particles of all velocities.



If a sufficiently large number of collisions occurred between these particles the most probable distribution of these velocities is known as the **Maxwell Distribution**

For simplicity let's consider a gas in which the particles can move in only one direction (e.g. charged particles in a strong magnetic field). The one dimensional Maxwell Distribution is given by:

$$f(v) = A\, e^{-\frac{1}{2}mv^2/KT} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Where

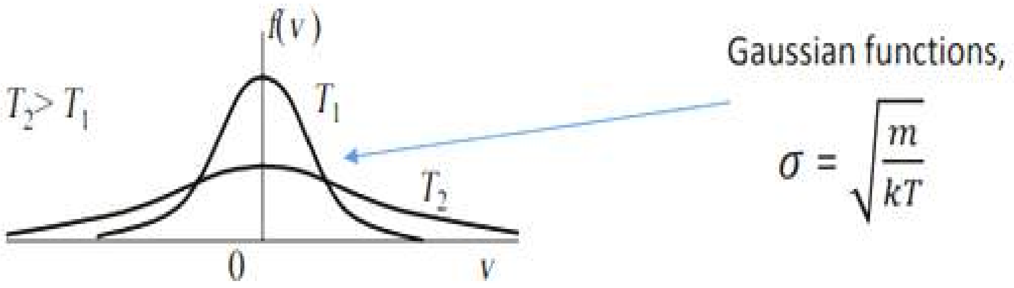
- $f dv$ is the number of particles per m^3 with velocity between u and $v + dv$,
- $\frac{1}{2}mu^2$ is the kinetic energy,
- K is Boltzmann's constant.
- The density N or number of particles per m^3, given by

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} f(v)dv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

A is a normalization constant related to density

$$A = N\left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{1/2} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

The width of the distribution is characterized by a parameter **T** we call the Temperature.



T is related to the average kinetic energy $\mathbf{E_{av}}$.

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m v^2 f(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v)\, dv} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

We will define the thermal (most probable) velocity as:

$$E_{av} = \frac{1}{2} KT \ldots\ldots (per\ degree\ of\ freedom) \ldots\ldots\quad (5),$$

And

$$E_{av} = \frac{3}{2} KT \ldots\ldots (per 3 degree\ of\ freedom) \ldots\ldots\quad (6),$$

$$V_{Th} = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

Substituting eq. (**5**) in eq. (**1**) we get.

$$f(v) = A \exp\left(-\frac{v^2}{V_{Th}}\right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8)$$

Defining

$$Y = \frac{v}{v_{Th}} \quad \text{.....(9)}$$

$$f(v) = A \exp(-Y^2) \quad \text{.....(10)}$$

Substituting in eq. (4) and multiplying and dividing v by $\mathbf{v_{Th}}$ to form Y:

$$E_{Av} = \frac{\frac{1}{2} mA v_{Th}^3}{N} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\exp\left(-Y^2\right)\right] Y^2 dY \quad \text{..... (11)}$$

Integrating the numerator by parts:

$$\int_{-\infty}^{\infty} Y\left[\exp\left(-Y^2\right)\right] Y dY = \left[-\frac{1}{2}\exp(-Y^2)Y\right]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{1}{2}\exp\left(-Y^2\right) dY = \quad \text{..... (12)}$$

$$= \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-Y^2)\, dY = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$$

$$E_{av} = \frac{\frac{1}{2} mA\, v_{Th}^3 \frac{1}{2}\sqrt{\pi}}{N} = \frac{\frac{1}{2} mN \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{3/2} \sqrt{\pi}}{N} = \frac{1}{2} kT \quad \text{..... (13)}$$

$$E_{av} = \frac{1}{2} kT$$

(Average kinetic energy in **one dimension**)

Maxwell's velocity distribution in **three dimensions** can be written as

$$f(v_x, v_y, v_z) = A_3 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right)/kT\right] \quad \text{..... (14)}$$

$$A_3 = N\left[\left(\frac{m}{2\pi\, kT}\right)^{1/2}\right]^3 \quad \text{..... (15)}$$

The average kinetic energy is:

$$E_{av} = \frac{A_3\int\int\int_{-\infty}^{\infty} \tfrac{1}{2}m\left(v_x^2+v_y^2+v_z^2\right)\, \exp\left[-\tfrac{1}{2}m\left(v_x^2+v_y^2+v_z^2\right)/kT\right]\, dv_x dv_y dv_z}{A_3\int\int\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\tfrac{1}{2}m\left(v_x^2+v_y^2+v_z^2\right)/kT\right]\, dv_x dv_y dv_z} \quad \text{..... (16)}$$

The expression is symmetric in v_x , v_y, v_z since the Maxwell distribution is isotropic:

$$E_{av} = \frac{3A_3\int \tfrac{1}{2}mv_x^2\, \exp\left[-\tfrac{1}{2}mv_x^2/kT\right]\, dv_x \int\int \exp\left[-\tfrac{1}{2}m\left(v_y^2+v_z^2\right)/kT\right]\, dv_y dv_z}{A_3\int \exp\left(-\tfrac{1}{2}mv_x^2/kT\right)\, dv_x \int\int \exp\left[-\tfrac{1}{2}m\left(v_y^2+v_z^2\right)/kT\right]\, dv_y dv_z} \quad \text{..... (17)}$$

$$E_{av} = \tfrac{3}{2}kT \quad \text{..... (18)}$$

(Average kinetic energy in **Three Dimensions**)

Since **T** is so closely relate to $\mathbf{E_{av}}$ it is common in plasma physics to give the temperature in units of energy. To avoid confusion in the number of dimensions involved it is not $\mathbf{E_{av}}$ but the energy corresponding to **kTe** that is used to denote temperature.

For $kT = 1\,\text{eV} = 1.6\ 10^{-19}\,\text{J} \rightarrow T = \dfrac{1.6\ 10^{-19}\,\text{J}}{1.38\ 10^{-23}\,\text{J/°K}} = 11{,}600\ \text{°K}$

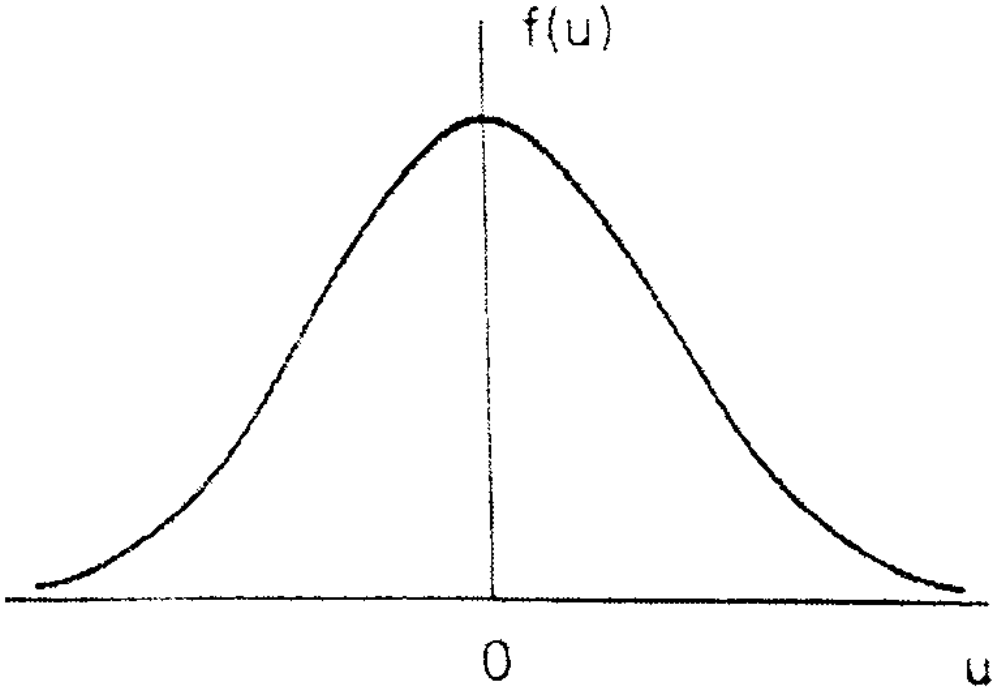
$1\,\text{eV} \Leftrightarrow 11{,}600\ \text{°K}$

By **2 eV** usually we mean: **kT = 2 eV** → **E_{av} = 3 eV** in three dimensions**.**

It is interesting that a plasma can have several temperatures at the same time. It often happens the ions and the electrons have separate Maxwellian distributions with different temperatures T_i and T_e. This can come about because the collision rate among ions or among electrons themselves is larger than the rate of collision between an ion and an electron. Then each species can be in its own thermal equilibrium, but the plasma may not last long enough for the two temperatures to equalize. When there is a magnetic field B, even a single species, say ions, can have two temperatures this is because the forces acting on an ion along B are different from those acting perpendicular to B (due to the Lorentz force). The components of velocity perpendicular to B and parallel to B may the belong to different Maxwellian distributions with temperatures $T_{\perp}$ and $T_{\parallel}$ People are usually amazed to learn that the electron temperature inside a fluorescent light bulb is about $20000^{o}K$. "it doesn't feel that hot". Of course, the heat capacity must also be taken into account. The density of electrons inside a fluorescent tube is much less than that of a gas at atmospheric pressure, and the total amount of heat transferred to the wall by electrons striking it at their thermal velocities is not that great. Many laboratory plasmas have temperatures of the order of $1000000^{o}k$ $(100\ eV)$, but at densities of $10^{11} - 10^{19}$ per m^3, the heating of the walls is not a serious consideration.

مفهوم درجة حرارة البلازما :

من المفاهيم الفيزياوية المهمة في دراسة البلازما هو مفهوم درجة الحرارة . إن أي غاز في حالة التوازن الحراري (**Thermal equilibrium**) تكون الجزيئات أو الذرات في سرع مختلفة و في كل الإتجاهات و إن أقرب توزيع لهذه السرع ممثلة بأعداد الجسيمات يمكن التعبير عنه بتوزيع ماكسويل في الفضاء (**3D**) أي بثلاث محاور، للتبسيط نفرض إن حركة الغاز بمستوى واحد و ربما هذا الإفتراض ليس صحيحاً بالنسبة لغاز و لكن يمكن افتراضه على البلازما باعتبار وجودها في مجال مغناطيسي يجعلها تتحرك بمستوى واحد ، حيث يستطيع هذا المجال جعل حركة اللإلكترونات و الأيونات الموجبة بمستوى واحد .



شكل (3-1)

يُعطى توزيع ماكسويل في إحداثي واحد بالشكل (3-1) ، و كما في المعادلة الأتية :-

$$f(u) = A\exp\left[\frac{-\frac{1}{2}mu^2}{KT}\right] \qquad \ldots\ldots\ldots (1)$$

حيث ان:

$f(u)\ du$ تمثل عدد الجسيمات في المتر المكعب الواحد و التي سرعتها تتراوح بين$(u \to u + \Delta u)$.

$\frac{1}{2}mu^2$ تمثل الطاقة الحركية للجسيمات ، K ثابت بولتزمان.

A : كمية ثابتة تسمى عمق التوزيع و تحددها درجة الحرارة .

m : كتلة الالكترون $(m = 0.91\times10^{-27}\ g)$.

$$A = n\left(\frac{m}{2\pi\ KT}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{..... (2)}$$

لذا فإن عدد الجسيمات لوحدة الحجم المكعب (الكثافة العددية) تأتي من تكامل دالة التوزيع و كما يأتي :

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u)du \qquad \text{..... (3)}$$

لحساب معدل الطاقة الحركية للجسيمات نطبق القانون الأتي :

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}mu^2 f(u)du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u)du} \qquad \text{..... (4)}$$

نفرض إن $KT = \frac{1}{2}mv_{th}^{\ 2}$ .....(5)

$$v_{th} = \left(\frac{2KT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{..... (6)}$$

نفرض إن $y = \frac{u}{v_{th}}$ ..... (7)

$$u = v_{th}\ y \qquad \text{..... (8)}$$

$$du = v_{th}\ dy \qquad \text{..... (9)}$$

بتعويض معادلة (5) في معادلة (1) نحصل على :-

$$f(u) = A\exp\left[\frac{-\frac{1}{2}mu^2}{\frac{1}{2}mv_{th}{}^2}\right]$$

بعد الأختصارات نحصل على :

$$f(u) = A\exp[-(\frac{u}{v_{th}})^2] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

نعوض معادلة (7) في معادلة (10) فنحصل على :-

$$f(u) = A\exp(-y^2) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (11)$$

نعوض المعادلات (8) ، (9) ، (11) في معادلة (4) فنحصل على :

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}mv_{th}{}^2 y^2 A\exp(-y^2)v_{th}dy}{\int_{-\infty}^{\infty} A\exp(-y^2)v_{th}dy}$$

$$E_{av} = \frac{1}{2}mv_{th}{}^2 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} y^2\exp(-y^2)dy}{\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-y^2)dy} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12)$$

نكامل البسط بطريقة التجزئة :-

$$\int_{-\infty}^{\infty} y^2\exp(-y^2)dy$$

$$u = y \quad \Longrightarrow \quad du = dy$$

$$dv = \exp(-y^2)\ y\ dy \Longrightarrow \quad v = \int \exp(-y^2)\ y\ dy$$

$$v = \int \frac{-2}{-2} y\exp(-y^2)dy$$

$$v = -\frac{1}{2}\exp(-y^2)$$

نطبق قانون التجزئة :

$$\int_{-\infty}^{\infty} y^2 \exp(-y^2)\ dy = \int u dv = uv - \int v du$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} y \cdot [\exp(-y^2)]\ y\ dy = \left[-\frac{1}{2}[\exp(-y^2)]\ y \right]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} (-\frac{1}{2}) \exp(-y^2)\ dy$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} y^2 \cdot [\exp(-y^2)]\ dy = 0 + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2)\ dy \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (13)$$

نعوض معادلة (13) في (12) فنحصل على :

$$E_{av} = \frac{1}{2} m v_{th}^{\ 2} \ \frac{\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2) dy}$$

$$E_{av} = \frac{1}{4} m v_{th}^{\ 2} = \frac{1}{2} KT$$

وفي حالة توسيع النتائج لتشمل المحاور الثلاثة يجب ان تكون(**3D**) ، عندها يكون توزيع ماكسويل بالصيغة التالية:

$$f(u) = A_3 \exp\left[\frac{-\frac{1}{2} m\ (u^2 + v^2 + w^2)}{KT} \right]$$

حيث:

$$A_3 = n \left(\frac{m}{2\pi\ KT} \right)^{\frac{3}{2}}$$

يجب ان تكون هناك ثلاثة تكاملات لكل من (u, v, w):

$$E_{av} = \frac{\int\int\int_{-\infty}^{\infty} A_3 \frac{1}{2} m(u^2 + v^2 + w^2)\ \exp[\frac{-\frac{1}{2} m(u^2 + v^2 + w^2)}{KT}] du dv dw}{\int\int\int_{-\infty}^{\infty} A_3 \exp[\frac{-\frac{1}{2} m(u^2 + v^2 + w^2)}{KT}] du dv dw}$$

نتيجة هذه التكاملات سوف تؤدي الى:

$$E_{av} = \frac{3}{2}KT$$

حيث ان معدل الطاقة E_{av} تساوي $\frac{1}{2}KT$ لكل درجة من درجات الحرية.

ملاحظات :

- طالما كل من T و E_{av} يعتمد أحدهما على الأخر و K هو ثابت ، يمكن التعبير عن T في فيزياء البلازما كمقدار طاقة و يمكن إعطاءها وحدات طاقة .
- س: أثبت ان: $1eV = 11600K^{\circ}$

الحل : ان درجة الحرارة و الطاقة ترتبط أرتباطا وثيقا في فيزياء البلازما لذلك تعطى درجة الحرارة بوحدات الطاقة.

$$KT = 1eV$$

فيكون :

$$KT = 1.6\times10^{-19}J$$

إذاً يكون لدينا :

$$T = \frac{1.6\times10^{-19}J}{1.38\times10^{-23}J/K^{\circ}}$$

$$T = 11600K^{\circ}$$

أي :

$$1eV = 11600K^{\circ}$$

س: لماذا تُعتبر البلازما هي المادة الوحيدة التي تحتوي على عدة درجات حرارة بنفس الوقت ؟

ج: لأن كل من الأيونات و الإلكترونات لهما درجات حرارة مختلفة T_e و T_i كذلك عند تسليط مجالاً مغناطيسياً يكون للإلكترونات $T_{e\perp}$ و $T_{e//}$ و الأيونات لها $T_{i\perp}$ و $T_{i//}$ ، حيث إن إحتمالية التصادم في البلازما بين الأيونات و الإلكترونات قليلة جداً أقل من إحتمالية تصادم الإلكترونات فيما بينها أو تصادم الأيونات فيما بينها و هذا ما يؤدي الى إن لكل من الإلكترونات و الأيونات توزيع ماكسويل خاص بها و يحصل هذا التوزيع عندما تكون في

حالة تعادل حراري أي إن للإلكترونات معدل درجات حرارة و للأيونات معدل درجات حرارة . و عند وضع البلازما في المجالات المغناطيسية فإن الإلكترونات تتأثر بإختلاف عن الأيونات و ذلك لكتلتها الصغيرة ، و كذلك فإن قسماً منها لا تتأثر عندما تكون موازية و تتأثر بشكل أقصى ما يمكن عندما تكون عمودية لذلك فإن للإلكترونات $T_{e\perp}$ و $T_{e//}$ و للأيونات $T_{i\perp}$ و $T_{i//}$.

س: لماذا أنابيب الفلورسنت ليست ساخنة على الرغم من إنها تمتلك درجات حرارية عالية ؟

ج: إن الفلورسنت يحتوي على الكترونات تصل درجة حرارتها الى 20000 درجة كلفن وهي أكبر من درجة حرارة الأيونات و هي 1000 درجة كلفن و درجة حرارة الجسيمات المتعادلة فيها 300 درجة كلفن ، و لكن يجب أن نأخذ السعة الحرارية عند الحساب ، فكثافة الإلكترونات هي قليلة جداً مقارنةً بكثافة الغاز أو الجسيمات المتعادلة و عندها تكون درجة الحرارة الكلية المنتقلة من هذه الإلكترونات غير كافية لتسخين جزيئات الغاز و توصيلها الى درجات حرارية محسوسة .

3.2. Plasma as State of Matter

Plasma is a state of matter that is often thought of as a subset of gases, but the two states behave very differently. Like gases, plasmas have no fixed shape or volume, and are less dense than solids or liquids. But unlike ordinary gases, plasmas are made up of atoms in which some or all of the electrons have been stripped away and positively charged nuclei, called ions, roam freely. "A gas is made of neutral molecules and atoms," . That is, the number of negatively charged electrons equals the number of positively charged protons. "Plasma is a charged gas, with strong Coulomb [or electrostatic] interactions,". Atoms or molecules can acquire a positive or negative electrical charge when they gain or lose electrons. This process is called ionization. Plasma makes up the sun and stars, and it is the most common state of matter in the universe as a whole. [**Jesse Emspak]** Charged particles in conducting gas result from detachment electrons from atoms or molecules. In order to understand the conditions for the existence of such a system, we compare it with an ordinary chemical system. Let us

consider, for example, atmospheric air, consisting mainly of nitrogen and oxygen molecules. At high temperatures, along with the nitrogen and oxygen, nitrogen oxides can be formed. The following chemical equilibrium is maintained in air[**Boris M. Smirnov]**

$$N_2 + O_2 \leftrightarrow 2NO - 41.5\ \text{kcal/mol}. \quad \text{.....(19)}$$

The sign ↔ means that the process can proceed either in the forward or in the reverse direction. According to **Le Chatelier's** principle, an increase in the temperature of the air leads to an increase in the concentration of the NO molecules.

A similar situation takes place in the case of formation of charged particles in a gas, but this process requires a high temperature. For example, the ionization equilibrium for nitrogen molecules has the form:

$$N_2 \leftrightarrow N_2^+ + e - 360\ \text{kcal/mol} \quad \text{..... (20)}$$

Thus, the chemical and ionization equilibriums are analogues, but ionization of atoms and molecule proceeds at temperatures higher than that of chemical transformation. Table(1)shows contains examples of chemical and Ionization Equilibrium.

Table 1. Temperatures Corresponding to Dissociation of 0.1% of Molecules or Ionization of 0.1% of Atoms at a Pressure of 1 atm

Chemical Equilibrium	T, K	Ionization Equilibrium	T, K
$2CO_2 \leftrightarrow 2CO + O_2$	1550	$H_2 \leftrightarrow H^+ + e$	7500
$H_2 \leftrightarrow 2H$	1900	$H_e \leftrightarrow He^+ + e$	12000
$O_2 \leftrightarrow 2O$	2050	$C_S \leftrightarrow C_S^+ + e$	2500
$N_2 \leftrightarrow 2N$	4500		
$2H_2O \leftrightarrow 2H_2 + O_2$	1800		

This table gives the temperatures at which 0.1% of molecules are dissociated in the case of chemical equilibrium or 0.1% of atoms are ionized for ionization equilibrium. The pressure of the gas is 1 atm. Thus, a weakly ionized gas, which we shall call a plasma, has an analogy with a chemically active gas. Therefore, though a plasma has characteristic properties which we shall describe, it is not really a new form or state of matter as is often asserted.

In most actual cases plasma is a weakly ionized gas with a small degree of ionization. Table (2) gives some examples of real plasma and their parameters the number of densities of electrons ($\boldsymbol{N_e}$) and of atoms ($\boldsymbol{N_a}$), the temperature (or the average of energy) of electrons ($\boldsymbol{T_e}$), and the gas temperature ($\boldsymbol{T_g}$).

Table 2: Parameters of Some Plasma

Types of Plasma	N_e (cm^{-3})	N_a(cm^{-3})	T_e(K)	T_g(K)
Sun's photosphere	10^{13}	10^{17}	6000	6000
E-layer of ionosphere	10^{5}	10^{13}	250	250
He-Ne laser	3×10^{11}	2×10^{16}	3×10^{14}	400
Argon laser	10^{13}	10^{14}	10^{5}	10^{3}

If the temperatures of electrons and neutral particles are identical, the plasma is called equilibrium plasma; in the opposite case we have **non-equilibrium plasma**.

البلازما كحالة للمادة:

البلازما هي حالة من حالات المادة التي غالبًا ما يُعتقد أنها مجموعة فرعية من الغازات ، لكن الحالتين(الغاز- البلازما) تتصرفان بشكل مختلف تمامًا. ليس للبلازما شكل أو حجم ثابت ، وهي أقل كثافة من المواد الصلبة أو السوائل. ولكن على عكس الغازات العادية ، تتكون البلازما من ذرات تم فيها تجريد بعض أو كل الإلكترونات ، وتتحرك نوى موجبة الشحنة تسمى الأيونات بحرية "يتكون الغاز من جزيئات وذرات متعادلة". أي أن عدد الإلكترونات سالبة الشحنة يساوي عدد البروتونات موجبة الشحنة. "البلازما غاز مشحون ، مع تفاعلات كولوم قوية [أو إلكتروستاتيكية] ،". يمكن أن تكتسب الذرات أو الجزيئات شحنة كهربائية موجبة أو سالبة عندما تكتسب أو تفقد إلكترونات. هذه العملية تسمى التأين. تشكل البلازما الشمس والنجوم ، وهي الحالة الأكثر شيوعًا للمادة في الكون ككل .تنتج الجسيمات المشحونة في الغاز الناتجة عن انفصال الإلكترونات عن الذرات أو الجزيئات. من أجل فهم شروط وجود مثل هذا النظام ، نقارنه بنظام كيميائي عادي ، على سبيل المثال ، في هواء الغلاف الجوي ، الذي يتكون أساسًا من جزيئات النيتروجين والأكسجين. في درجات حرارة عالية ، جنبا إلى جنب مع النيتروجين والأكسجين ، يمكن تكوين أكاسيد النيتروجين. يتم الحفاظ على التوازن الكيميائي التالي في الهواء.

$$N_2 + O_2 \leftrightarrow 2NO - 41.5\ kcal/mol.$$ .....(19)

تعني العلامة ↔ أن العملية يمكن أن تستمر إما في الاتجاه الأمامي أو في الاتجاه المعاكس. وفقًا لمبدأ **Le Chatelier's** (**مبدأ انزياح التوازن** أو **مبدأ لو شاتيليه**) ، تؤدي زيادة درجة حرارة الهواء إلى زيادة تركيز جزيئات NO. لكن هذه العملية تتطلب درجة حرارة عالية. على سبيل المثال ، يكون لتوازن التأين لجزيئات النيتروجين الشكل الاتي:-

$$N_2 \leftrightarrow N_2^+ + e - 360\ kcal/mol$$ .....(20)

وبالتالي ، فإن التوازن الكيميائي والتأين متماثلان ، لكن تأين الذرات والجزيء يحدث عند درجات حرارة أعلى من درجة حرارة التفاعل الكيميائي.

مقارنة بين الغاز والبلازما :

١. البلازما والغاز لهما حجم كأي غاز حقيقي .

٢. درجة حرارة البلازما عالية مقارنة بدرجة حرارة الغاز .

٣. البلازما كالغازات تخضع للقانون العام للغازات .

٤. البلازما موصلة للكهربائية بينما الغازات رديئة التوصيل .

٥. البلازما تؤثر وتتأثر بالمجالات الكهرومغناطيسية حيث لاينفذ المجال المغناطيسي في البلازما إلا في حالة كون كثافة ودرجة الحرارة للبلازما قليلة ، في حين ان الغازات لاتتأثر بالمجالات المغناطيسية بأي كثافة .

٦. ان البلازما هي مادة دايا مغناطيسية اي انها تولد مجالاً مغناطيسياً عندما يسلط عليها مجال مغناطيسي خارجي . مقدار المغناطيسية التي تولدها تعتمد على كثافتها ودرجة حرارة مكوناتها .

4.1. Self and Non-self-Maintaining Discharges:

To investigate this process let as consider the phenomena occurring in an ionization chamber of the type shown in figure(1).

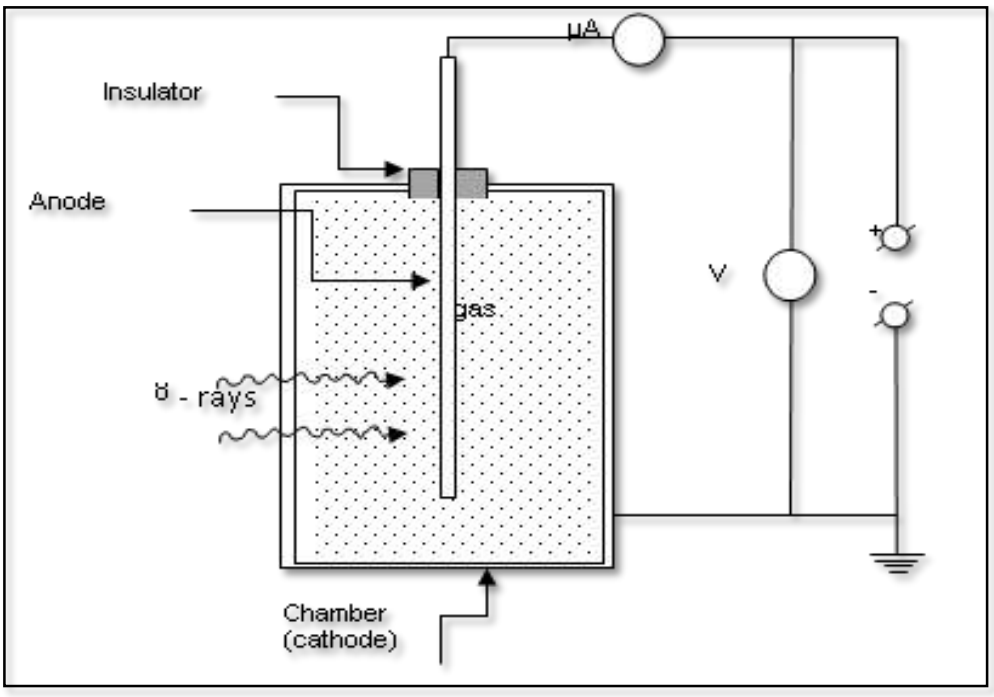


Figure (1): Ionization chamber.

The body of the vessel containing the gas usually serves as the cathode. The anode is a rod which is insulated from the body by some good insulator. Hard radiation, such as x, γ or cosmic rays, penetrates the walls of the chamber. Soft radiation, such as beta or alpha particles, is admitted through a special window.

The potential over the electrodes ranges from several hundred to several thousand volts depending upon the design of the chamber. Varying the potential difference and measuring the corresponding current we plot a current- voltage characteristic of the gas discharge as in figure (2).

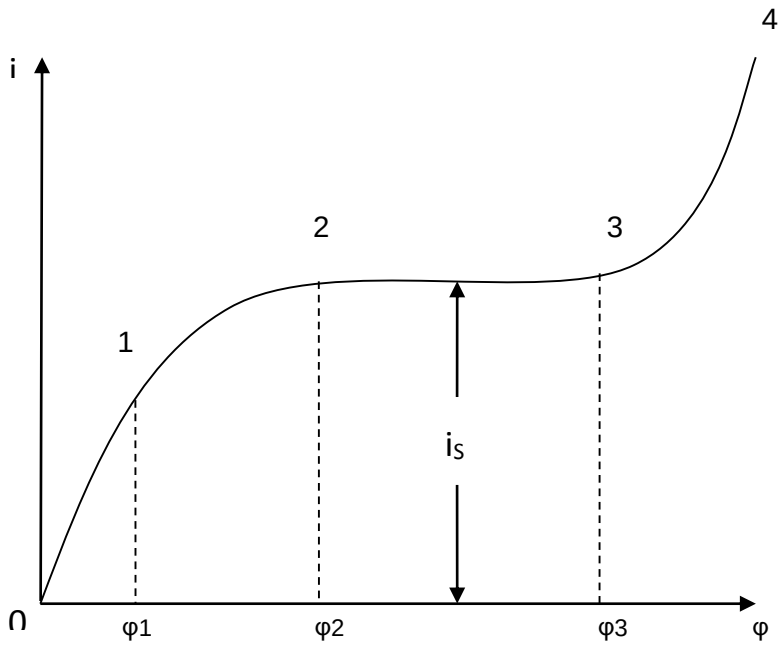


Figure (2): The I-V characteristic of the gas discharge.

Portion 0-1-2-3 is called the region of non self- maintaining gas discharge; region 3- 4 represents the transition to a self- maintaining discharge (plasma). In the region of weak currents (portion 0-1) the characteristic curve is approximately linear. Therefore, Ohm's law holds here. In portions 1-2 Ohm's law no longer holds and current increases at lower rate than the potential. Finally, in portion 2-3, the current is independent of potential. This is the so-called saturation current i_s.

The sudden large jump in current (in figure (2)) can be due only to the fact that ion concentration increases with a jump at potential differences aboveφ_3. The cause of the abrupt jump is collision ionization of the gas.

Certain energy E_{ion} of an amount depending on the chemical nature of the gas is required to ionize an atom or molecule. This energy is $E_{ion} = 13.6\ eV$ for atoms of hydrogen and $14.5\ eV$ for oxygen. If the kinetic energy of the particle colliding with a molecule exceeds the ionization energy, the molecule may be ionized in an inelastic collision.

Both the positive ions and the electrons move in a field of the same strength, ***but the mean free path of the electron is much longer than of the ion and the mass of the electron is much smaller than that of the ion. So that, free electrons play the main role in collision ionization.***

Let the mass and momentum of the ionizing particle be m and p, and let the molecule of mass M be at rest before the inelastic collision. The change in the internal energy is equal to the loss of kinetic energy. Thus

$$\Delta E_0 = k - k_1 = \frac{p^2}{2m} - \frac{p^2}{2(M+m)} = k\frac{M}{M+m} \dots\dots\dots (1)$$

Where k is the energy of the ionizing particle before the collision and k_1 after the collision. The mass of the ion is equal to the mass of the molecule and therefore $\Delta E_0 = k/2$. The mass of the molecule is several thousand times more than the mass of the electron. So that, in equation (1), the fraction $M/M+m \approx 1$ and $\Delta E_0 \approx k$. Thus, even with the same kinetic energy, the electron is twice as effective as the ion for ionizing molecules. The process of collision ionization is insufficient by itself to initiate a self maintaining discharge. Such a discharge can be achieved only if processes occurring in the gas during discharge continuously produce more electrons that participate in collision ionization after being accelerated. There can be several such processes. Sometimes they act simultaneously; sometimes one of them begins to play a predominant role. This depends upon the pressure of the gas, its temperature, and the field strength. The most important of these processes are the following:

1-Thermionic emission from the cathode occurs when the cathode is at a high temperature. This is the process that initiates an arc discharge.

2-Secondary electron emission from the cathode is observed if the kinetic energy of the positive ions is sufficient to free electrons from the cathode by collision. This process provides for a **glow discharge**.

3-Thermal ionization: of the gas takes place when the kinetic energy of the gas molecules exceeds the ionization energy. Thus $KT > E_{ion}$.

4- Photo ionization: of the gas occurs as the result of short- wave ultraviolet or x-radiation. A molecule of gas absorbs a portion of energy which greater than the ionization energy. Then it ejects an electron and converted into positive ion.

At a high degree of ionization an ionized gas is actually a *special state* of matter, distinguished from the gaseous, liquid and crystalline states. This (the fourth state of matter) is called plasma.

التفريغ الذاتي والغير ذاتي (التابع):

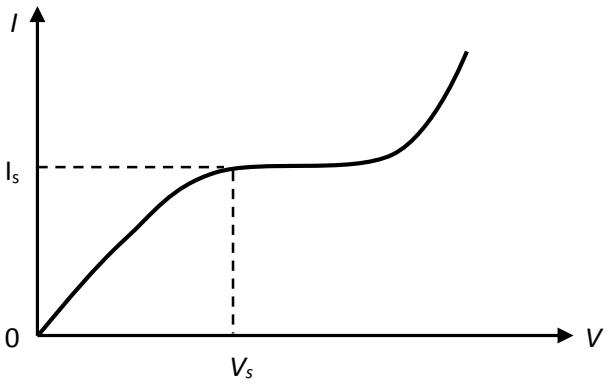
يسمى مرور التيار الكهربائي في الغاز بالتفريغ التابع اذا كان التوصيل الكهربائي فيه ناتجاً عن مؤينات خارجية.

عند القيم الصغيرة للجهد تعطى كثافة التيار J بدلالة المجال E بالعلاقة:

$$\vec{J} = en_0\,(u_i + u_e)\vec{E}$$

كل من u_e وu_i تتناسب عكسياً مع ضغط الغاز الذي يتراوح بين Torr (10^{-4} و 10^{2}) .

وباستمرار وجود المجال الكهربائي ينخفض تركيز الايونات في الغاز المفرغ وتختل العلاقة بين التيار والجهد المطبق بين القطبين.



ان اقصى قيمة ممكنة لشدة التيار I_s عند كل شدة تاين معينة يسمى تيار الاشباع، وهذه في الحالة التي تصل فيها جميع الايونات المتولدة من الغازالى الاقطاب.

اما التفريغ الغازي الذاتي:

وهوالتفريغ الكهربائي في الغاز والذي يستمر بعد ابطال تأثير المؤين الخارجي. وتتولد الشحنات الكهربائية الحرة اللازمة لاستمرار مثل هذا التفريغ بشكل اساسي نتيجة للتأين التصادمي لجزيئات الغاز بفعل الالكترونات (التأين الحجمي) وبسبب اخراج الالكترونات من الكاثود عند اصطدام الايونات الموجبة به (التأين السطحي). أما التاين التصادمي لجزيئات الغاز بواسطة الايونات الموجبة فلا يلزم اخذه في عين الاعتبار الا في حالات المجالات القوية. وقد يحدث انبعاث الالكترونات من الكاثود كذلك نتيجة لتسخينه (الانبعاث الالكتروني الحراري). او بسبب توهج الغاز المفرغ (الانبعاث الالكتروني الضوئي).

تتحرك كل من الأيونات الموجبة والإلكترونات في المجال بنفس القوة ، لكن متوسط المسار الحر للإلكترون أطول بكثير من الأيون لكون كتلة الإلكترون أصغر بكثير من كتلة الأيون. لذلك ، تلعب الإلكترونات الحرة الدور الرئيسي في تأين الاصطدام.

لنفرض ان كتلة وزخم الجسيم المؤين هي (m و p)، وبفرض ان كتلة الجزيء (M) في حالة سكون قبل الاصطدام غير المرن. ان التغيير في الطاقة الداخلية يساوي فقدان الطاقة الحركية.

$$\Delta E_0 = k - k_1 = \frac{p^2}{2m} - \frac{p^2}{2(M+m)} = k\frac{M}{M+m} \dots\dots\dots (1)$$

حيث ان (k) هي طاقة الجسيم المؤين قبل الاصطدام و(k_1) بعد الاصطدام. وان كتلة الأيون تساوي كتلة الجزيء وبالتالي($\Delta E_0 = k / 2$). كتلة الجزيء أكبر بعدة آلاف من كتلة الإلكترون. إذن ، في المعادلة (1) ، الكسر $M/M+m \approx 1$ و $\Delta E_0 \approx k$ هكذا ، حتى مع نفس الطاقة الحركية ، يكون الإلكترون ضعف فعالية الأيون في الجزيئات المؤينة.

إن عملية تأين الاصطدام غير كافية في حد ذاتها لبدء تفريغ ذاتي . لا يمكن تحقيق مثل هذا التفريغ إلا إذا كانت العمليات التي تحدث في الغاز أثناء التفريغ تنتج بصورة مستمرة المزيد من الإلكترونات التي تشارك في تأين التصادم بعد التعجيل. يمكن أن يكون هناك العديد من هذه العمليات التي من الممكن ان تحدث في آن واحد وهذا يعتمد على ضغط الغاز ودرجة حرارته وقوة المجال.

ومن أهم هذه العمليات ما يلي:

1-الانبعاث الحراري: من الكاثود يحدث عندما يكون الكاثود عند درجة حرارة عالية. هذه هي العملية التي تبدأ في تفريغ القوس.

2-يتم ملاحظة انبعاث الإلكترون الثانوي من الكاثود إذا كانت الطاقة الحركية للأيونات الموجبة كافية لتحرير الإلكترونات من الكاثود عن طريق الاصطدام. توفر هذه العملية تفريغ توهج.

3- التأين الحراري: للغاز يحدث عندما تتجاوز الطاقة الحركية لجزيئات الغاز طاقة التأين. هكذا $KT > E_{ion}$.

4- يحدث التأين الضوئي للغاز نتيجة الأشعة فوق البنفسجية قصيرة الموجة أو الأشعة السينية. يمتص جزيء الغاز جزءًا من الطاقة أكبر من طاقة التأين. ثم يقذف إلكترونًا ويتحول إلى أيون موجب.

عند درجة عالية من التأين ، يكون الغاز المتأين حالة خاصة من المادة ، تختلف عن الحالات الغازية والسائلة والبلورية. هذه (الحالة الرابعة للمادة) تسمى البلازما.

4.2. The Saha Equation

The Boltzmann factor Eq. (2) describes the distribution of the internal states of an atom or the free states of the Maxwell-Boltzmann gas. Now we seek for a thermodynamic description of the equilibrium between atoms and ions.

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(-\frac{W_i - W_k}{k_B T}\right) \quad \text{..... (2)}$$

Where $\mathbf{W_i}$ and $\mathbf{W_k}$ are the relative population of the energy states , g_i and g_k are the degeneracies of the states i and k, i.e., the number of substates with the same energy. The exponential of the form $\exp(-W/k_B T)$ determines how many atoms have overcome the energy barrier $W_i - W_k$ between the states i and k.

Another example for a Boltzmann distribution is the Maxwell-Boltzmann velocity distribution of free particles.

Thermal equilibrium conditions of a plasma are typically found in the interior of stars or in the electric arc discharges used for street and stadium

illumination. The thermodynamic equilibrium state is characterized by the detailed balancing of each process with its reciprocal process. Here we consider the balance of electron impact ionization and three-body recombination

$$e + A \rightleftharpoons A^+ + 2e \quad \text{.....(3)}$$

It would seem that we live in the 1% of the universe in which plasmas don't occur naturally. The reason for this can be seen from Saha equation, which tells us the amount of ionization to be expected in a gas in thermal equilibrium:

$$\frac{n_i}{n_n} = 2.4 \times 10^{21} \left(\frac{T^{3/2}}{n_i}\right) e^{-\frac{U_i}{KT}} \quad \text{.....(4)}$$

Here n_i and n_n are respectively, the density (number per m^3) of ionized atoms and neutral atoms, T is the gas temperature in Kelvin, K is Boltzmann's constant, U_i is the ionization energy of the gas. For ordinary air at room temperature, we may take $n_n \approx 3 \times 10^{25}\, m^3, T = 300\, K, and\ U_i = 14.5\, eV$ (for nitrogen) where $1eV = 1.6 \times 10^{-19}\, J$. The fractional ionization $(n_i/n_n + n_i) \approx n_i/n_n$ predicted by equation (4) is ridiculously low: $n_i/n_n \approx 10^{-122}$.

As the temperature is raised, the degree of ionization remains low until U_i is only a few times KT. Then n_i/n_n rises abruptly, and the gas is in a plasma state. Further increase in temperature makes an n_n less than n_i, and the plasma eventually becomes fully ionized. This is the reason plasmas exist in astronomical bodies with temperatures of millions of degrees, but

not on the earth. The natural occurrence of plasmas at high temperature is the reason for the designation (the fourth state of matter.)

We should point out the physical meaning of Saha equation as: atoms in a gas have a spread of thermal energies, and an atom is ionized when, by chance, it suffers a collision of high enough energy to knock out an electron. In a cold gas such energetic collisions occur infrequently, since an atom must be accelerated to much higher than average by series of collisions. The exponential factor in equation (4) expresses the fact that number of fast atoms falls exponentially with U_i/KT. Once an atom is ionized, it remains charged until it meets an electron to become neutral again. The recombination rate clearly depends on the density of electrons, which we can take as equal to n_i; and this is the reason for the factor n_i^{-1} on the right hand side of equation (4).

4.3. Paschen's Law and "The "Paschen Curve"

Paschen's law is an equation that gives the breakdown voltage, that is, the voltage necessary to start a discharge or electric arc, between two electrodes in a gas as a function of pressure and gap length. It is named after Friedrich Paschen who discovered it empirically in 1889 Paschen studied the breakdown voltage of various gases between parallel metal plates as the gas pressure and gap distance were varied with a constant gap length, the voltage necessary to arc across the gap decreased as the pressure was reduced and then increased gradually, exceeding its original value.

With a constant pressure, the voltage needed to cause an arc reduced as the gap size was reduced but only to a point. As the gap was reduced further, the voltage required to cause an arc began to rise and again exceeded its original value.

For a given gas, the voltage is a function only of the product of the pressure and gap length. The curve he found of voltage versus the pressure-gap length product *(right)* is called **Paschen's curve**. He found an equation that fit these curves, which is now called Paschen's law. At higher pressures and gap lengths, the breakdown voltage is approximately *proportional* to the product of pressure and gap length, and the term Paschen's law is sometimes used to refer to this simpler relation. However, this is only roughly true, over a limited range of the curve.

Early vacuum experimenters found a rather surprising behavior. An arc would sometimes take place in a long irregular path rather than at the minimal distance between the electrodes. For example, in air, at a pressure of one atmosphere, the distance for minimal breakdown voltage is about 7.5 μm. The voltage required to arc this distance is 327 V, which is insufficient to ignite the arcs for gaps that are either wider or narrower. For a 3.5 μm gap, the required voltage is 533 V, nearly twice as much. If 500 V were applied, it would not be sufficient to arc at the 2.85 μm distance, but would arc at a 7.5 μm distance.

Paschen found that **breakdown voltage** was described by the equation

$$V_B = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma_{se}}\right)\right]} \qquad \text{.....(5)}$$

where V_B is the breakdown voltage in volts ,P is the pressure in pascals d is the gap distance in meters,γ_{se} is the secondary-electron-emission coefficient (the number of secondary electrons produced per incident positive ion), A is the saturation ionization in the gas at a particular E/P (electric field/pressure), and B is related to the excitation and ionization energies.

The constants ***A*** and ***B*** are determined experimentally and found to be roughly constant over a restricted range of ***E /P*** for any given gas.

For example, air with an ***E /P*** in the range of 450 to 7500 V/(kPa·cm), ***A*** = 112.50 $(\text{kPa}\cdot\text{cm})^{-1}$ and ***B*** = 2737.50 V/(kPa·cm).

The graph of this equation is the Paschen curve. By differentiating it with respect to ***Pd*** and setting the derivative to zero, the minimal voltage can be found. This yields

$$pd = \frac{e \cdot \ln\left(1+\frac{1}{\gamma_{se}}\right)}{A} \qquad \text{.....(6)}$$

Figure 3 Shows Paschen curves obtained for Helium, Neon, Argon, Hydrogen and Nitrogen, using the expression for the breakdown voltsge as a function of the parameters A,B that interpolate the first Townsend coefficient**.**

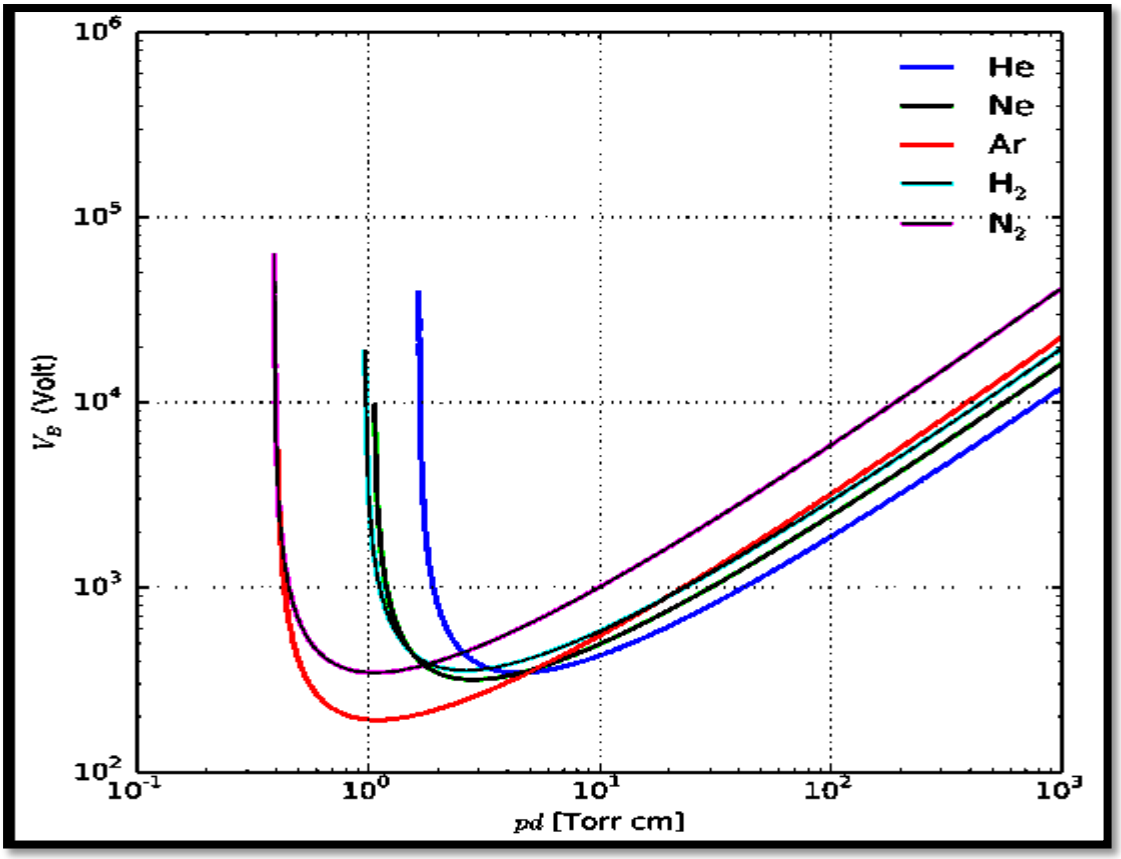


Figure (3): Shows Paschen curves obtained for Helium, Neon, Argon, Hydrogen and Nitrogen, using the expression for the breakdown voltsge as a function of the parameters A,B that interpolate the first Townsend coefficient**.**

معادلة ساها Saha Equation:

في كل غاز متأين تتراوح نسبة التأين مابين الصفر والواحد وتعتمد هذه النسبة بشكل مباشر على مقدار الطاقة الحركية التي تمتلكها جزيئات الغاز أو يمكن القول تعتمد بشكل مباشر على درجة حرارة الغاز. أن الغاز في حالة تأين جزء منه سيكون عبارة عن نظام مكون من الذرات المتعادلة والأيونات الموجبة والألكترونات وتحديد نسبة كل من هذه المكونات يحدد درجة تأين الغاز. العالم ساها (1920) أستخدم طريقة لحساب درجة تأين أي غاز.

أعتبر ساها عملية التأين عملية عكسية اي أنه في نفس الوقت الذي يتم فيه خلق أيونات والكترونات جديدة داخل الغاز فأن هناك أيونات اخرى تقوم بالأتحاد مع الألكترونات لتكوين ذرات متعادلة وبشكل مشابه تماماً لما يحدث في حالة تفاعل كيميائي عكسي، أي بالصورة التالية معادلة رقم (3).

وهذا الأفتراض يعني أهمال حالات التهيج للذرات حيث تم أعتبار الحالات الموجودة على أنها حالتان فقط وهما حالة الذرة المتعادلة وحالة الأيون.

وصيغة معادلة ساها في حالة التوازن الحراري (Thermal equilibrium) والتي تمثل نسبة التأين المتوقعة في الغازات هي :

$$\frac{n_i}{n_n} = 2.4 \times 10^{21} \left(\frac{T^{3/2}}{n_i}\right) e^{-\frac{U_i}{KT}}$$

حيث :

n_i : تركيز الذرات المتأينة (الأيونات)(m^{-3}).

n_n : تركيز الذرات المتعادلة.

T : درجة الحرارة المطلقة (^oK).

K : ثابت بولتزمان.

U_i : طاقة تأين الغاز(جهد التأين).

معادلة ساها فيزياوياً تعني ان ذرات الغاز (n_n) تمتلك طاقات حرارية منفصلة وعندما تكون هذه الطاقات واطئة فان التصادمات الطاقية (Energetic collision) سوف تكون نادرة الحدوث لان الذرة يجب ان تكون معجلة لطاقة اعلى من معدل طاقة التأين بوساطة التصادمات، اما عندما تكون الطاقات الحرارية عالية فان الذرة تتأين عندما تعاني من التصادم مع الالكترون بطاقة عالية.

اما بالنسبة للجزء الاسي **($e^{-U_i/KT}$)**فانه يبين ان عدد الذرات ذات السرع العالية يهبط أسياً مع المقدار(Ui/KT) وان الذرة التي تكون متأينة ستبقى مشحونة حتى تلاقي الالكترونات وتعيد اتحادها معها لتصبح متعادلة مرة اخرى، ان معدل اعادة الاتحاد (Recombination rate) يكون معتمداً على كثافة الالكترونات والتي يمكن جعلها مساوية ل (n_i) لذلك فان تعادل كثافة الايون سوف يقل مع (n_i). وعليه فان معادلة ساها توضح انه بارتفاع درجة حرارة الغاز تزداد كثافة الجسيمات المتأينة وبعد ان تتجاوز درجة الحرارة لطاقة التأين تسمى في هذه الحالة البلازما وقد تكون البلازما ضعيفة او جزئية او كاملة التأين اعتماداً على n_i (كثافة الجسيمات المتأينة).

وتكون البلازما متأينة عندما $n_i > n_n$ حيث تكون نسبة التأين اكبر من 10^{-4} ، لكنها تكون ضعيفة التأين عندما $n_i < n_n$ حيث تكون نسبة التأين اقل من 10^{-4} .

ففي درجة حرارة الغرفة تكون نسبة التأين منخفضة جداً وهذا مايفسر صعوبة الحصول على بلازما كاملة التأين في المختبر.

قانون باشن:

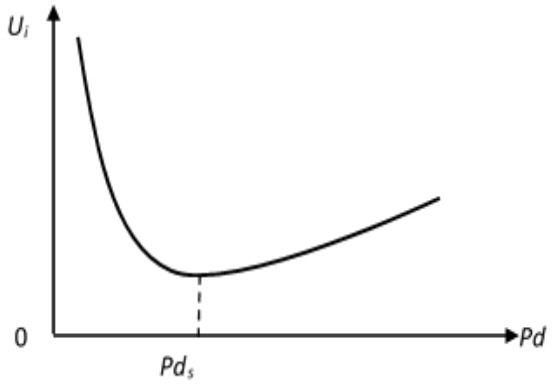
قانون باشن هو معادلة تعطي جهد الانهيار ، أي الجهد اللازم لبدء التفريغ أو القوس الكهربائي ، بين قطبين في الغاز كدالة للضغط وطول الفجوة. سميت على اسم فريدريش باشن الذي اكتشفها تجريبياً في عام 1889 درس باشن جهد الانهيار للغازات المختلفة بين الألواح المعدنية المتوازية حيث تباين ضغط الغاز ومسافة الفجوة مع طول فجوة ثابت ، وانخفض الجهد اللازم للقوس عبر الفجوة مع تناقص الجهد. تم تخفيض الضغط ثم زيادته تدريجياً متجاوزاً قيمته الأصلية.

فعند تحول التفريغ الغازي من التفريغ التابع الى تفريغ ذاتي يدعى بالانهيار الكهربائي للغاز وهو يحدث عند جهد الاشتعال Ui (جهد الانهيار) ويعطى شرط اشتعال التفريغ الذاتي بين قطبين مستويين طبقا لنظرية تاونسند التقريبية:

$$\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right)=1$$

حيث **d** المسافة او البعد بين القطبين و **α** معامل التاين الحجمي للغاز بالالكترونات وهو يساوي متوسط عدد التأينات التي يحدثها الالكترون الواحد اثناء قطعه مسافة قدرها وحدة طول و **γ** معامل التأين السطحي وهويساوي متوسط عدد الالكترونات المنبعثة من الكاثود بفعل ايون موجب واحد.

ان جهد الاشتعال يعتمد على حاصل ضرب ضغط الغاز **P** والمسافة بين القطبين **d** (وفق قانون باشين الذي ينص على تناسب جهدالانهيار، للتفريغ الشراري بين قطبين في غاز، تناسباً طردياً مع حاصل ضرب ضغط الغاز في المسافة بين القطبين). وكما موضح بالشكل:



ومع انخفاض جهد التأين واستمرار عمل الكترونات الكاثود تنخفض قيمة جهد الاشتعال وتسمى العلاقة بين تيار التفريغ وبين الجهد المطبق على الاقطاب بمنحنى I-V للتفريغ(الذي تم دراسته في المحاضرات السابقة).

5-Important Plasma Properties:

5.1 Debye Shielding:

One of the most important properties of a plasma is the shielding of every charge in the plasma by a cloud of oppositely charged particles, the Debye shielding. A fundamental characteristic of the behavior of plasma is its ability to shield out electric potentials that are applied to it. Suppose we tried to put an electric field inside a plasma by inserting two charged balls connected to a battery (Fig. 5-1).

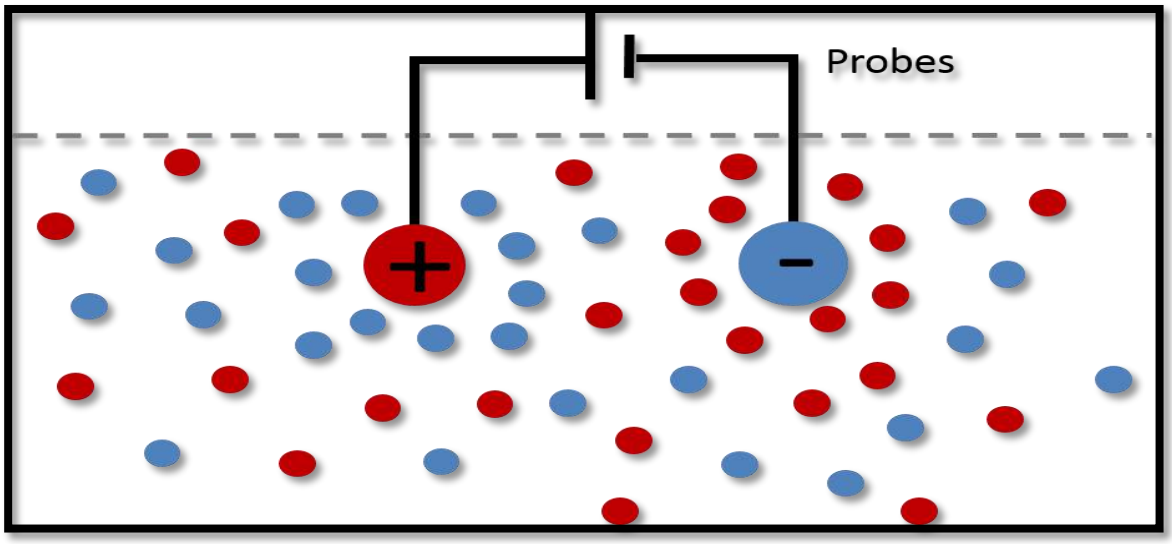


Figure (5-1) Debye Shielding.

The balls would attract particles of the opposite charge, and almost immediately a cloud of ions would surround the negative ball and a cloud of electrons would surround the positive ball. (We assume that a layer of dielectric keeps the plasma from actually recombining on the surface, or that the battery is large enough to maintain the potential in spite of this.) If the plasma were cold and there were no thermal motions, there would be just as many charges in the cloud as in the ball, the shielding would be perfect, and no electric field would be present in the body of the plasma outside of the clouds. On the other hand, if the temperature is finite, those particles that are at the edge of the cloud, where the electric field is weak,

have enough thermal energy to escape from the electrostatic potential well. The "edge" of the cloud then occurs at the radius where the potential energy is approximately equal to the thermal energy KT of the particles, and the shielding is not complete. Potentials of the order of KT/e can leak into the plasma and cause finite electric fields to exist there.

Let us compute the approximate thickness of such a charge cloud. Imagine that the potential ϕ on the plane x=0 is held at a value ϕ_o by a perfectly transparent grid (Fig. 5.2).

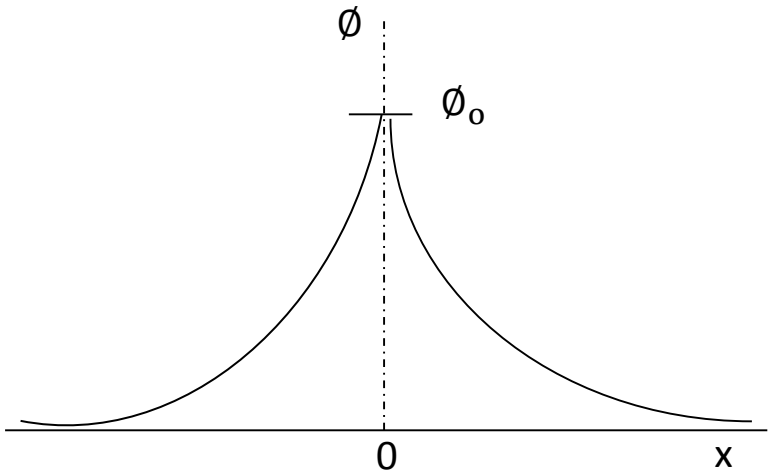


Fig. (5.2) Potential distribution near a grid in a plasma.

We wish to compute$\emptyset(x)$. For simplicity, we assume that the ion-electron mass ratio M/m is large enough that the inertia of the ions prevents them from moving. Poisson's equation in one dimension is:

$$\varepsilon_0 \nabla^2 \varphi = \varepsilon_0 \frac{d^2\emptyset}{dx^2} = -e(n_i - n_e) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

Note: (Z=1)

If the density far away is n_∞, we have $n_i = n_\infty$. In the presence of a potential energy $q\emptyset$, the electron distribution function is

$$f(u) = A\, e^{-(\frac{1}{2}mu^2 + q\emptyset)/KT_e} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

This equation tells us that: there are fewer particles at places where the potential energy is large, since not all particles have enough energy to get there. Integrating $f(u)$ over u, setting $q = -e$, and noting that n_e(where $\emptyset \to 0$)$= n_\infty$. Then one can write:

$$n_e = n_\infty e^{e\emptyset/KT_e} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

Note: the region near the grid does not contribute much to the shield. Substituting for n_i and n_e in equation (1), we have

$$\varepsilon_0 \frac{d^2\emptyset}{dx^2} = en_\infty \left(e^{\frac{e\emptyset}{KT_e}} - 1 \right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

In the region where $|e\varphi/KT_e| \ll 1$, we can expand the exponential a Taylor series:

$$\varepsilon_0 \frac{d^2\emptyset}{dx^2} = en_\infty \left\{ \left(1 + \frac{e\emptyset}{KT_e} + \frac{1}{2}\left(\frac{e\emptyset}{KT_e}\right)^2 + \cdots \right) - 1 \right\} \ldots\ldots (5)$$

Or

$$\varepsilon_0 \frac{d^2\emptyset}{dx^2} = en_\infty \left\{ \frac{e\emptyset}{KT_e} + \frac{1}{2}\left(\frac{e\emptyset}{KT_e}\right)^2 + \cdots \right\} \ldots\ldots (6)$$

Keeping only the linear terms in equation(6), one can write

$$\varepsilon_0 \frac{d^2\emptyset}{dx^2} = \frac{n_\infty e^2}{KT_e}\emptyset \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

Defining $\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 KT_e}{ne^2}\right)^{\frac{1}{2}} \ldots\ldots\ldots(8)$,

Where n stands for n_∞, we can solve equation (8) as follows:

$$\frac{d^2\emptyset}{dx^2} = \left(\frac{1}{\lambda_D}\right)^2 \varphi \;\rightarrow \left(\frac{d^2}{dx^2} - \left(\frac{1}{\lambda_D}\right)^2\right)\emptyset = 0$$

$$\rightarrow \left(\frac{d}{dx} - \frac{1}{\lambda_D}\right)\left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{\lambda_D}\right)\emptyset = 0$$

$$\rightarrow \frac{d\emptyset}{\emptyset} = \pm\frac{1}{\lambda_D}dx$$

$$\rightarrow \int \frac{d\emptyset}{\emptyset} = \pm\int \frac{1}{\lambda_D}dx$$

$$\rightarrow ln\,\emptyset = \pm\frac{x}{\lambda_D} + c$$

$$\rightarrow \emptyset = \pm\left(e^{\frac{x}{\lambda_D}}\; e^c\right), e^c = \emptyset_0$$

$$\rightarrow \emptyset = \emptyset_0\, e^{|x|/\lambda_D}$$

So that, the solution of equation (2) is

$$\emptyset = \emptyset_0\, e^{-|x|/\lambda_D} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(9)$$

The quantity of Debye length, λ_D, is a measure of the shielding distance or thickness of the sheath.

It is the electron temperature which is used in the definition of λ_D because the electrons being more mobile than the ions. Generally do the shielding by moving so as to create a surplus or deficit of negative charge. Only in special situations is this not true. There are other useful forms of λ_D:

$$\left.\begin{array}{ll} \lambda_D = 69\left(\frac{T}{n}\right)^{\frac{1}{2}} \quad m, & T \text{ in Kelvin} \\ \lambda_D = 7430(\frac{KT}{n})^{1/2} \quad m, & T \text{ in } eV \end{array}\right\} \ldots\ldots\ldots (10)$$

We are now in a position to define a quasi-neutrality, if the dimension *L* of a system are much larger than λ_D, then whenever local concentration of charge arise or external potentials are introduced into the system, these are shielded out in a distance short compared with *L*, leaving the bulk of the plasma free of large electric potentials or fields. The plasma is quasi-neutral; that is, neutral enough so that one can take $n_i \approx n_e \approx n$ is a common density called the plasma density, but not so neutral that all the interesting electromagnetic forces vanish.

A criterion for an ionized gas to be plasma is that it be dense enough that λ_D is much smaller than L.

The phenomenon of Debye shielding also occurs in single species systems such as the electron streamers in klystrons and magnetrons or the proton beam in a cyclotron.

H.W: in a steady situation, both the ions and the electrons will follow the Boltzmann relation $= n_0 e^{-q_j/KT_j}, j \equiv e \equiv i$. For the case of infinite transparent grid charged to potential φ, show that:

a- $\lambda_D^{-2} = \frac{ne^2}{\varepsilon_0}(\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{KT_e}} + \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{KT_i}})$.

b- The λ_D is determined by the temperature of the colder species.

الخصائص المهمة للبلازما:-

غلاف او حجب ديباى Debye Shielding:-

واحدة من أهم خصائص البلازما هي حماية كل شحنة في البلازما بواسطة سحابة من الجسيمات المشحونة في الاتجاه المعاكس ، حجب ديباي .ان السمة الأساسية لسلوك البلازما هي قدرتها على حماية الجهد الكهربائي التي يتم تطبيقها عليها اي قابليتها على الغاء اي جهد كهربائي يطبق عليها وتحصره في منطقة صغيرة تسمى غلاف ديباي ويمكن تعريفه بأنه معدل المسافة التي يقع فيها تأثير المجال الكهربائي لجسيم مشحون ، وهذا يعني ان الجسيمات المشحونة تترتب بحيث تلغي اي مجال كهروستاتيكي خارجي ضمن مسافة تعادل طول ديباي .يمكن ملاحظة طول ديباي عندما نقوم بتسخين قطعة من الحديد على النار فعندما تصبح هذه القطعة حمراء بسبب التسخين فسوف نلاحظ منطقة عديمة اللون تقع بين النار و القطعة الحديدية وهذه المنطقة تسمى بطول ديباي:

1.عند وضع مجال كهربائي من خلال امرار تيار كهربائي داخل البلازما وذلك بأدخال كرتين مشحونتين احدهما موجبة والأخرى سالبة مربوطتين ببطارية كما موضح بالشكل ادناه حيث ان كل من الكرتين ستجذب الشحنات المضادة لها مكونة سحابة من الأيونات الموجبة تحيط بالكرة السالبة وسحابة من الالكترونات تحيط بالكرة الموجبة حيث انها سوف تشكل طبقة عازلة بحيث تبقى البلازما بمأمن من تأثير الجهد الكهربائي بين الكرتين وبالتالي تلغي اي مجال كهربائي يمكن ان يحدث بين الكرتين .

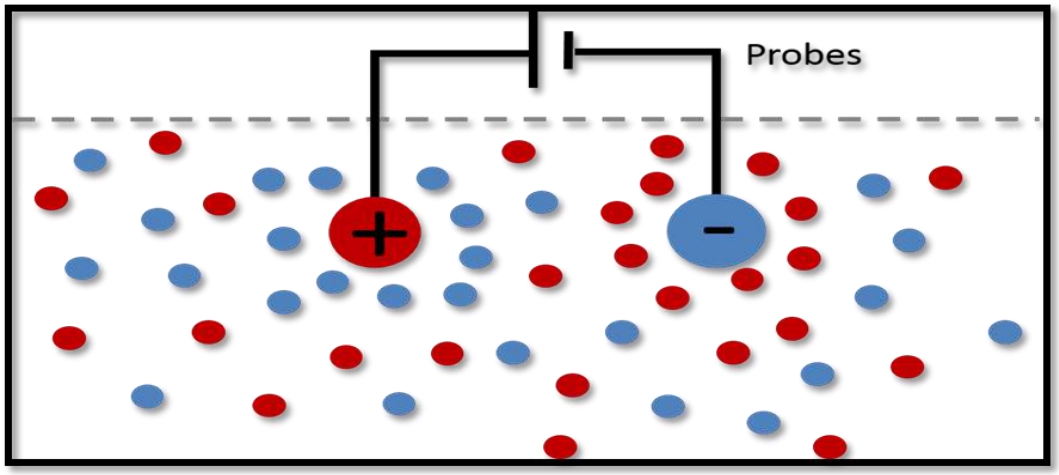


Figure (5-1) Debye Shielding.

٢.عند وضع اقطاب مشحونة كهروستاتيكية (كهربائية مستقرة) فأن الألكترونات تتجمع حول القطب الموجب والايونات تتجمع حول القطب السالب لألغاء المجال المطبق.

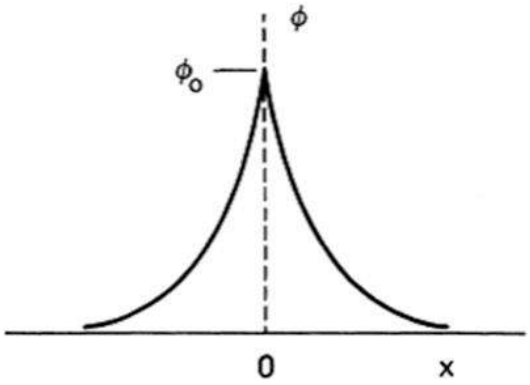
٣.عند وضع قطعة سلك موصل في البلازما فأن عدد كبير من الالكترونات يصطدم بهذا الموصل ويجعله سالباً ، حيث ان عدد ال (e) المصطدمة به اكبر من عدد الأيونات وذلك بسبب قلة كتلة ال (e). وبهذا نتوقع تكوين غلاف سالب حول الموصل يعتمد سمك هذا الغلاف على كثافة الألكترونات ودرجة حرارتها .

في حالة البلازما الباردة أي لاتوجد حركة حرارية عندها يكون حجب البلازما تام وسوف لاتظهر أي مجالات كهربائية خارج حدود الغيمة المحيطة بالكرة .لكن عند أرتفاع درجة الحرارة فأن الجسيمات عند حدود الغيمة والتي يكون بها المجال الكهربائي ضعيف تمتلك طاقة حرارية كافية للهروب من هذا المجال الكهروستاتيكي. لذا فأن هذه الغيمة ستكون بنصف قطر حيث أن الطاقة الكامنة مساوية تقريباً للطاقة الحركية للجسيمات، أي سوف يكون الحجب غير تام في هذه الحالة.

حساب سمك ديباي:

حساب سمك ديباي :

إن الجهد Φ عند $x=0$ هو أعلى ما يمكن و ليكن Φ_0 ،
و المطلوب هنا إيجاد دالة لتغير هذا الجهد مع المسافة x.



اذا فرضنا ان الايونات لا تتحرك والاكترونات فقط تتحرك (جزء من كتلتها يتحول الى طاقة حسب علاقة اينشتاين ($E= mc^2$) وبالتالي فأننا نستطيع اعتبار($M/m \to \infty$) وكذلك اعتبار ان الايونات تشكل كتلة من الشحنات الموجبة

تعطى معادلة بواسون في حالة درجة حرية واحدة بالشكل :

$$\nabla^2\Phi = \frac{d^2\Phi}{dx^2} = -4\pi e\ (n_i - n_e) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

حيث إن (n_i) كثافة الأيونات و (n_e) كثافة الإلكترونات . هذه المعادلة صحيحة عندما يكون هناك فرق بين كثافة الإلكترونات و كثافة الأيونات داخل الغلاف أما في البلازما فإن: $n_\infty = n_i = n_e$.

إن كثافة الأيونات الموجبة لا تتأثر فهي نفس كثافة البلازما خارج الغلاف،أي إن :

$$n_i = n_\infty \text{ .....(2)}$$

أما كثافة الإلكترونات داخل الغلاف فهي أكثر و لكنها مساوية لكثافة البلازما عند حافة الغلاف أي عندما يكون الجهد صفراً :

$$n_e(\Phi \Rightarrow 0) = n_\infty \text{ .....(3)}$$

بوجود الجهد الكهربائي Φ لأي نقطة تقع ضمن الغلاف يعني أن الإلكترون سوف يكون له جهد (طاقة) مضافة الى الطاقة الموضعية الأصلية،إن مقدار الطاقة المضافة تساوي ($q\Phi$) و عليه يكون توزيع ماكسويل للإلكترونات داخل الغلاف بالشكل الأتي :-

$$f(u) = A\ \exp\left[-\left(\frac{\frac{1}{2}mu^2 + q\Phi}{kT_e}\right)\right] \text{ .....(4)}$$

بتكامل المعادلة (4) لإستخراج الكثافة لهذه الإلكترونات نحصل على :

$$n_e = \int A\ \exp\left[-\left(\frac{\frac{1}{2}mu^2 + q\Phi}{kT_e}\right)\right] du$$

$$n_e = \int A\ \exp\left[-\left(\frac{\frac{1}{2}mu^2}{kT_e}\right)\right] \cdot \exp\left(\frac{-q\Phi}{kT_e}\right)\ du$$

$$n_e = \exp\left(\frac{-q\Phi}{kT_e}\right) \int A\ \exp\left[-\left(\frac{\frac{1}{2}mu^2}{kT_e}\right)\right]\ du$$

$$\because n_\infty = \int A\ \exp\left[-\left(\frac{\frac{1}{2}mu^2}{kT_e}\right)\right]\ du$$

$$\therefore n_e = n_\infty \exp\left(\frac{-q\Phi}{kT_e}\right) \text{ .....(5)}$$

بإستبدال ($q=-e$) في معادلة (5) نحصل على :-

$$n_e = n_\infty \exp\left(\frac{-(-e)\Phi}{kT_e}\right) \text{.....(6)}$$

بتعويض معادلة (2) و معادلة (6) في معادلة (1) نحصل على :-

$$\nabla^2\Phi = \frac{d^2\Phi}{dx^2} = -4\pi e\ (n_\infty - n_\infty \exp(\frac{e\Phi}{kT_e}))$$

$$\nabla^2\Phi == -4\pi e\ n_\infty(1-\exp(\frac{e\Phi}{kT_e}))$$

$$\nabla^2\Phi = 4\pi e\ n_\infty(\exp(\frac{e\Phi}{kT_e})-1) \text{ .....(7)}$$

بإستعمال متسلسلة تايلور عندما $\frac{e\Phi}{kT_e} \langle\langle\ 1$ نحصل على :

$$\left[\exp\left(\frac{e\Phi}{kT_e}\right)-1\right] \approx \frac{e\Phi}{kT_e} \text{ .....(8)}$$

بتعويض معادلة (8)في (7) نحصل على:-

$$\nabla^2\Phi = 4\pi e\ n_\infty \frac{e\Phi}{kT_e} \quad \text{.....(9)}$$

لنفرض إن مجموعة الثوابت تساوي λ_D و كما يلي :

$$\therefore \lambda_D = \left[\frac{kT_e}{4\pi\ e^2 n}\right]^{\frac{1}{2}}$$

إن للمعادلة (9) حل عام و كما يلي :-

$$\nabla^2\Phi = \frac{\Phi}{\lambda_D^2} \Rightarrow \Phi = \Phi_\circ \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right)$$

يُرمز لطول ديباي بالرمز λ_D و الذي يمثل المسافة التي يكون فيها الجهد يساوي صفر و هو يساوي :

$$\lambda_D = \left[\frac{KT_e}{4\pi\ e^2 n} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\lambda_D = 69 \left(\frac{T_e}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad m\ ,\ T_e\ \text{ in } K^\circ$$

$$\lambda_D = 7430 \left(\frac{KT_e}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad m\ ,\ KT_e\ \text{ in } \text{eV}$$

ملاحظات :

- عندما تكون البلازما الكثيفة غنية بالالكترونات فإنها تستطيع القضاء على الجهد بمسافة أقل ، إذ بزيادة الكثافة يقل طول ديباي و هذا يعني بزيادة الكثافة تكون طبقات البلازما غنية بالإلكترونات و بإستطاعتها القضاء على المجال الكهربائي بمسافة أقل.
- يزداد طول ديباي بزيادة درجة حرارة الالكترونات التي لها طاقة كبيرة تحتاج الى مسافة كبيرة نسبياً للتغلب على الجهد الذي تصنعه .
- لحساب طول ديباي تُستخدم درجة حرارة الالكترونات و ليس الأيونات و ذلك لأن للالكترونات كتلة أقل من الأيونات و لها القابلية على الحركة أكبر من الأيونات .
- يمكن تعريف **كرة ديباي** بأنها الكرة التي نصف قطرها طول ديباي و حجمها هو :

$$\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3$$

- أما **عدد ديباي** فيمكن تعريفه بأنه عدد الجسيمات الموجودة في كرة ديباي و يرمز له بالرمز N_D و يساوي :

$$N_D = n\frac{4}{3}\pi\ \lambda_D^3 = 1.38\times10^6 \left(\frac{T^{\frac{3}{2}}}{n^{\frac{1}{2}}} \right) \quad , \quad (T\ \text{ in } K^\circ), (\text{n in } \text{m}^{-3})$$

5.2The Plasma Parameter:

The picture of Debye shielding that we have given above is valid only if there are enough particles in the sheath. Clearly, if there are only one or two particles in the sheath region, Debye shielding would not be statistically valid concept. Using equation (10), one can compute the number N_D of particles in a Debye sphere:

$$N_D = n\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 = 1.38 \times 10^6 \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n^{\frac{1}{2}}} \quad \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \quad (11)$$

T in Kelvin. In additional to $\lambda_D \ll L$ collective behavior requires

$$N_D \gg\gg 1 \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \quad (12)$$

معاملات البلازما:

ان صورة حجب Debye تكون فعالة فقط إذا كان هناك ما يكفي من الجسيمات في الغلاف. من الواضح أنه إذا كان هناك جسيم واحد أو جزيئين فقط في منطقة الغلاف ، فلن يكون حجب Debye مفهومًا صالحًا إحصائيًا. باستخدام المعادلة (10) ، يمكن أن يحسب عدد الجسيمات N_D في مجال Debye:-

$$N_D = n\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 = 1.38 \times 10^6 \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n^{\frac{1}{2}}} \quad \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \quad (11)$$

حيث ان T بوحدة الكلفن اضافة الى الشرط الاول وهو $\lambda_D \ll L$ فأن السلوك الجماعي يتطلب تحقيق الشرط عدد جزيئات في كرة ديباي واحدة اكبر بكثير من الواحد

$$N_D \gg\gg 1 \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \quad (12)$$

5.3 Criteria For Plasma:

We have given two conditions that an ionized gas must satisfy to be called a plasma. A third condition has to do with collisions. The weakly ionized gas in a jet exhaust, for example, does not qualify as a plasma because the charged particles collide so frequently with neutral atoms that their motion is controlled by ordinary hydrodynamic forces rather than by electromagnetic forces. If ω is the frequency of typical plasma oscillations and τ is the mean time between collisions with neutral atoms, we require $\omega\tau > 1$ for the gas to behave like a plasma rather than as neutral gas.

So that, the three conditions a plasma must satisfy are:

1- Quasi- neutrality , $\lambda_D \ll L$, the Debye length must be much less than the dimension of the plasma.
2- Collective behavior,$N_D \gg\gg 1$, the number of particles in a Debye sphere is enough in the sheath. i.e. much more than one.
3- Collisionality, > 1 , there are enough ionization to be the collisions so frequently between charged particles and their motion controlled by electromagnetic forces.

Example: compute $\lambda_D$and $N_D$for the following cases:

a- A glow discharge with $n = 10^{16}m^{-3}, KT_e = 2eV$.
b- The earth's ionosphere, with $n = 10^{12}m^{-3}, KT_e = 0.1eV$.
c- A θ −pinch, with $n = 10^{23}m^{-3}, KT_e = 800eV$.

Solution : we have

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 KT_e}{ne^2}\right)^{1/2} = 7430\left(\frac{KT}{n}\right)^{1/2}$$

And $$N_D = n\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 = 1.38 \times 10^6 \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n^{\frac{1}{2}}}$$

So that

a- $\lambda_D = 7430(\frac{2}{10^{16}})^{1/2} = 10^{-4}m$

$N_D = 1.38 \times 10^{10}$

b- $\lambda_D = 7430(\frac{0.1}{10^{12}})^{1/2} = 2.3 \times 10^{-3}m$

$N_D = 5.4 \times 10^{10}$

c- $\lambda_D = 7430(\frac{800}{10^{23}})^{1/2} = 6.6 \times 10^{-7}m$

$N_D = 1.2 \times 10^{11}$

معايير البلازما:

لا يمكن اعتبار الغاز الضعيف التأين في عادم الطائرات بلازما و ذلك لأن الجسيمات المشحونة تصطدم بالجسيمات المتعادلة غالباً حيث نسبة التصادمات تكون كبيرة (أي إن زمن التصادمات يكون أقل من الزمن الذي تحتاجه البلازما لإعادة التعادل الكهربائي) . لذلك فإن المخلفات الغازية التي تخرج من عادم الطائرات تكون بدرجات حرارية عالية مع ذلك فإنها لا تعتبر بلازما لأنها ناتجة عن حركة الكتل الغازية بسبب التصادم ،فأذا كانت ω هي تردد الاهتزازات البلازمية و τ هي متوسط الوقت بين التصادمات مع الذرات المعتدلة ، يجب ان يكون $\omega\tau > 1$ حتى يتصرف الغاز مثل البلازما بدلاً من الغاز المتعادل.

لذا ، فإن الشروط الثلاثة التي يجب أن تلبيها البلازما(شروط تشكل البلازما) هي:

1- $\lambda_D \langle\langle L$ هذا الشرط يتطلبه حالة السلوك الجماعي ،حيث يجب أن يكون طول ديباي أقل بكثير من L (الذي يمثل البعد الخطي لمجموعة الجسيمات المشحونة)، وعلى هذا الأساس يجب أن تكون كثافة الجسيمات المشحونة كبيرة جداً.

2- $N_D \rangle\rangle\rangle 1$ كرة ديباي يجب أن تحتوي على عدد كبير جداً من الجسيمات المشحونة و هذا ما يتطلبه السلوك الجماعي للبلازما .

3- $\omega\tau \rangle 1$ هذا الشرط له علاقة بالتصادم أي إن زمن التصادم τ يجب أن يكون أكبر من الزمن الذي تحتاجه البلازما لإعادة التعادل الكهربائي حيث إن التصادمات بين مكونات الغاز هي التي تحدد حركة الغاز.أما في البلازما فإن الذي يحدد حركتها هو التصادم و القوى الكهرومغناطيسية و كلما قل تأثير التصادم إقترب الغاز من حالة البلازما.

3.4 The Ideal Plasma:

A plasma whose properties are similar to those of a gas is called an ideal plasma; each particle of plasma will follow a straight trajectory as a free particle *most of the time*. These free- particle intervals will occasionally be punctuated by strong interaction of motion. This situation obtains if the mean interaction potential of the particle with the neighbors is small compared to the mean kinetic energy of the particle. This is the customary description of the gaseous state of a system, and a plasma that also satisfies this description is called an ideal plasma.

The Coulomb interaction potential between two charged particles has the absolute value $|U(R)| = e^2/R$, where e is the charge of an electron or singly charged ion and R is the distance between interacting particles. Thus the interaction potential at the mean distance between particles $\left(R_0 \sim N_e^{-\frac{1}{3}}\right)$ is equal to $|U| \sim e^2 N_e^{1/3}$, and because the mean thermal energy of the particles is of the order of T (the plasma temperature expressed in energy units), the condition for a plasma to be ideal is

$$\gamma = \frac{N_e e^6}{T^3} \ll 1 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (13)$$

Where γ is called the ideal plasma parameter.

H.W:

1. Typical fusion reactor: n=10^{20} m^{-3}, T=30,000 K. Find λ_D $and N_D$.

2. Typical fusion experiments: n=10^{19} m^{-3}, T=100 k , Find λ_D , N_D and γ.

البلازما المثالية:

تسمى البلازما التي تشبه خصائصها خصائص الغاز بـ(البلازما المثالية) ؛ سيتبع كل جسيم من البلازما مسارًا مستقيمًا كجسيم حر. هذه الفواصل الزمنية للجسيمات الحرة تتخللها أحيانًا تفاعل قوي للحركة. يحصل هذا الحالة إذا كان متوسط جهد التفاعل للجسيم مع جسيم اخر بجانبه صغيرًا مقارنة بالطاقة الحركية المتوسطة للجسيم. هذا هو الوصف المعتاد للحالة الغازية للنظام ، وتسمى البلازما التي تفي أيضًا بهذا الوصف البلازما المثالية.

قيمة تفاعل كولوم بين جزيئين مشحونين لها القيمة المطلقة $|U(R)| = e^2/R$ ، حيث e هي شحنة إلكترون أو أيون مشحون بشكل فردي و R هي المسافة بين الجسيمات المتفاعلة. وبالتالي فإن جهد التفاعل عند متوسط المسافة بين الجسيمات $\left(R_0 \sim N_e^{-\frac{1}{3}}\right)$ تساوي

$|U| \sim e^2 N_e^{1/3}$، ولأن متوسط الطاقة الحرارية للجسيمات من T (درجة حرارة البلازما المعبر عنها بوحدات الطاقة) ، فإن شرط أن تكون البلازما مثالية هي

$$\gamma = \frac{N_e e^6}{T^3} \ll 1 \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots (13)$$

حيث γ تسمى معامل البلازما المثالية.

6. Methods of Plasma Generation:

The most widely used method for plasma generation utilizes the electrical breakdown of a neutral gas in the presence of an external electric field. Charge carriers accelerated in the electric field couple their energy into the plasma via collisions with other particles. Electrons retain most of their energy in elastic collisions with atoms and molecules because of their small mass and transfer their energy primarily in inelastic collisions. Discharges are classified as dc discharges, ac discharges, or pulsed discharges on the basis of the temporal behaviour of the sustaining electric field. The spatial and temporal characteristics of a plasma depend to a large degree on the particular application for which the plasma will be used

A gas-discharge plasma is a common form of plasma which can have a variety of parameters. It can be either stationary or pulsed, depending on the character of the field. An external electric field may cause electrical breakdown of gas, which then generates different forms of plasma depending on the conditions of process. After the external electric field is switched off, the plasma decays as a result of recombination of electrons with ions, and special diffusion of the plasma occurs. Plasma in these conditions is called an **after glow plasma**, and is used for study of recombination and diffusion processes involving charged and excited atoms.

A convenient way to generate plasma uses resonant radiation, that is radiation whose wavelength corresponds to the energy of atomic transitions in the atoms constituting the excited gas. As a result of the excitation of the gas, a high density of excited atoms is formed, and collision of these atoms leads to formation of free electrons. Thus the atomic excitation in the gas leads to its ionization and to plasma generation. This plasma is called a **photoresonant plasma**. This plasma has various

application: it is used for generation of multi charged ions, as acoustic waves, and so on.

A laser plasma is created by laser irradiation of a surface and is characterized by parameters such as the laser power and the time duration of the process. In particular, if a short (nanosecond) laser pulse is focused onto a surface, material evaporates from the surface in the form of a plasma. If the neodymium laser is used, the evolving plasma screens the radiation, and subsequent laser radiation goes to heating the plasma. As a result, the temperature of the plasma reaches tens electron volts, and this plasma can be used as a source of X-ray radiation or as a source of an X-ray laser. Laser pulses can be compressed and shorted to $\approx 2\times 10^{-14}$ s. This makes possible the generation of a plasma during very short times, and it permits the study of fast plasma processes.

A widely used method of plasma generation is based on the passage of electron beam through a gas. Secondary electrons can then be used for certain process. For example, in excimer laser, secondary electrons are accelerated by an external electric field for generation of excited molecules with short life time. The electron beam as a source of ionization is convenient for excimer and chemical lasers because the ionization lasts such a short time.

A chemical method of plasma generation is the use of flames. The chemical energy of reagents is spent on formation of radicals or excited particles, and chemoionization process with participation of active particles generate charged particles. The transformation of chemical energy into the energy of ionized particles is not efficient, so the degree of ionization in flames is small. Plasma can be created under the action of fluxes of ions or neutrons when they pass through a gas. Ionization near the Earth's surface results from the decay of radioactive elements which

are found in the Earth's crust. Ionization processes and the formation of an ionized gas in the upper atmosphere of the Earth are caused by energetic radiation from the sun. Thus, methods of plasma generation are many and varied, and lead to the formation of different of plasmas. So that, a plasma is a uniquely useful tool for a variety of applications.

طرق توليد البلازما:

ان الطريقة الأكثر استخدامًا لتوليد البلازما هي الانهيار الكهربائي للغاز المحايد (المتعادل) بوجود مجال كهربائي خارجي. عند امرار تيار ذا قيمة مناسبة خلال الغاز يؤدي الى انتاج ايونات والكترونات حرة تتعجل بواسطة المجال الكهربائي المسلط بين القطبين فتحصل على طاقة حركية اضافية تمكنها من تهييج ذرات اخرى متعادلة عن طريق التصادم. وتكون حركة الالكترونات اكثر اهمية من حركة الايونات في عملية التهيج عن طريق التصادم بسبب كتلتها الاصغر وان معدل الطاقة الحركية للالكترونات اكبر بكثير من معدل الطاقة الحركية للايونات في حالة الضغوط الواطئة للغاز. وان الالكترونات والايونات تأخذ الطاقة من المجال الكهربائي المسلط وتنقلها عبر التصادمات مع الجسيمات الاخرى، وان انتقال الطاقة في التصادم بين الايونات والذرات يكون كبيراً جداً بسبب كون الكتلة متقاربة في كليهما. أما الالكترونات فأنها تقوم بنقل الطاقة فيما بينهما بشكل فعال عبر التصادمات التي تتم بعيداً عن منطقة الكاثود . وان الالكترونات تأخذ طاقة اكبر من المجال الكهربائي مما تأخذه الايونات بسبب كتلتها الاصغر وسرعتها الانجرافية الاكبر. يحدث تبادل الطاقة بين جسيمات الغاز بشكل رئيسي عن طريق التصادمات التي تصنف الى عدة انواع مختلفة. أحد انواع هذه التصادمات هو التصادم المرن(Elastic Collision) والذي يتم فيه تبادل الطاقة الحركية فقط، وان اغلب التصادمات في الغازات تكون من النوع المرن بسبب ان التركيب الذري أو الجزيئي للغاز لا يتغير.

أما التصادم غير المرن (In elastic Collision) فانه يتضمن تبادل طاقة التهيج أو طاقة التأين (أو طاقة التفكك في الغازات الجزيئية) اضافة الى الطاقة الحركية. لذا فان الالكترون الذي يصطدم بذرة متعادلة يمكن ان يهيج تلك الذرة وبالتالي يزيد من الطاقة الكامنة فيها على حساب نقصان الطاقة الحركية للالكترون .

تُصنف التفريغات على أنها تفريغ تيار مستمر(DC) أو تفريغ تيار متناوب (AC) أو التفريغ النبضي على أساس السلوك المؤقت للمجال الكهربائي المستدام. تعتمد الخصائص المكانية والزمنية للبلازما إلى حد كبير على التطبيق المحدد الذي ستستخدم البلازما من أجله

إن بلازما تفريغ الغازي هي شكل شائع من البلازما يمكن أن يكون له مجموعة متنوعة من المعاملات. يمكن أن يكون إما ثابتًا أو نابضًا ، اعتمادًا على طبيعة المجال. قد يتسبب المجال الكهربائي الخارجي في انهيار كهربائي للغاز ، والذي يولد بعد ذلك أشكالًا مختلفة من البلازما اعتمادًا على ظروف العملية. بعد إيقاف المجال الكهربائي الخارجي ، تتحلل البلازما نتيجة لإعادة الاتحاد الإلكترونات مع الأيونات ، ويحدث انتشار خاص للبلازما. تسمى البلازما في هذه الظروف بالبلازما بعد التوهج ، وتستخدم لدراسة عمليات إعادة الاتحاد والانتشار التي تتضمن ذرات مشحونة ومتهيجة.

هناك طريقة مناسبة لتوليد البلازما تستخدم إشعاعًا رنينًا ، وهو إشعاع يتوافق طول موجته مع طاقة التحولات الذرية في الذرات التي تشكل الغاز المتهيج. نتيجة لإثارة الغاز ، يتم تكوين كثافة عالية من الذرات المتهيجة ، ويؤدي تصادم هذه الذرات إلى تكوين إلكترونات حرة. وبالتالي فإن الإثارة الذرية في الغاز تؤدي إلى تأينها وتوليد البلازما. تسمى هذه البلازما بالبلازما الضوئية. هذه البلازما لها تطبيقات مختلفة: يتم استخدامها لتوليد أيونات متعددة الشحن ، كموجات صوتية ، وما إلى ذلك.

يتم إنشاء بلازما الليزر عن طريق التشعيع بالليزر لسطح وتتميز بمعاملات مثل قوة الليزر والمدة الزمنية للعملية. على وجه الخصوص ، إذا تم تركيز نبضة ليزر قصيرة (نانو ثانية) على سطح ، تتبخر المادة من السطح في شكل بلازما. إذا تم استخدام ليزر النيوديميوم ، تقوم البلازما المتطورة بفحص الإشعاع ، ويذهب إشعاع الليزر اللاحق لتسخين البلازما. ونتيجة لذلك ، تصل درجة حرارة البلازما إلى عشرات فولت الإلكترون ، ويمكن استخدام هذه البلازما كمصدر لإشعاع الأشعة السينية أو كمصدر ليزر أشعة سينية. يمكن ضغط نبضات الليزر وتقصيرها إلى $\approx 2 \times 10^{-14}$ s. هذا يجعل من الممكن توليد البلازما خلال فترات قصيرة للغاية ، ويسمح بدراسة عمليات البلازما السريع.

تعتمد طريقة توليد البلازما المستخدمة على نطاق واسع على مرور الحزمة الإلكترونية عبر الغاز. يمكن بعد ذلك استخدام الإلكترونات الثانوية لعملية معينة. على سبيل المثال ، في ليزر اكسيمر (excimer laser)، يتم تسريع الإلكترونات الثانوية بواسطة مجال كهربائي خارجي لتوليد الجزيئات المتهيجة مع فترة قصيرة. يعتبر شعاع الإلكترون كمصدر للتأين مناسب لليزر اكسيمر والكيميائي لأن التأين يستمر لفترة قصيرة.

الطريقة الكيميائية لتوليد البلازما هي استخدام اللهب (شعلة). تستهلك الطاقة الكيميائية للكواشف على تكوين الجذور أو الجسيمات المتهيجة، وان عملية التأين الكيميائي بمشاركة الجسيمات النشطة

تولد جسيمات مشحونة. إن تحويل الطاقة الكيميائية إلى طاقة الجسيمات المتأينة ليس فعالًا ، لذا فإن درجة التأين تكون في اللهب صغيرة. يمكن إنشاء البلازما تحت تأثير تدفقات الأيونات أو النيوترونات عندما تمر عبر الغاز. ينتج التأين بالقرب من سطح الأرض من انحلال العناصر المشعة الموجودة في القشرة الأرضية. تحدث عمليات التأين وتشكيل غاز مؤين في الغلاف الجوي العلوي للأرض بسبب الإشعاع النشط من الشمس. وبالتالي ، فإن طرق توليد البلازما كثيرة ومتنوعة ، وتؤدي إلى تكوين بلازما مختلفة. لذلك ، تعد البلازما أداة مفيدة بشكل فريد لمجموعة متنوعة من التطبيقات.

6.1. Gaseous Discharge:

For discussion, we consider a gas to be contained in an insulating tube such that shown below, figure (1). Into each end of the tube is inserted an electrode. Between these electrodes is connected a power supply in series with a suitable resistance for controlling the discharge current. The gas pressure and composition may be varied.

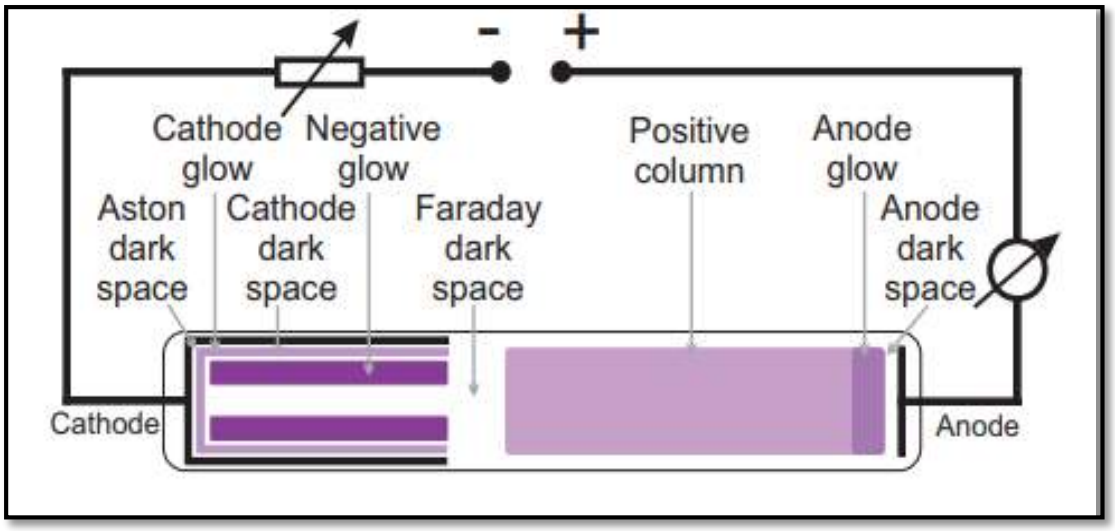


Figure (1): A discharge tube.

Once there are ions and electrons in the gas, the situation becomes complicated. Under the action of the applied electric field, the ions and electrons move in opposite directions through the gas. Both the ions and electrons suffer two different types of collisions, elastic and inelastic. These differ in that the kinetic of the colliding particles is conserved in an

elastic but not in an inelastic collisions. In inelastic collisions the change in kinetic is compensated by a change in the internal energy of one or both of the colliding particles.

Because of their greater mass, the ions do not acquire much velocity either from the applied field or from the electrons. What energy they have is easily transferred to the neutral gas atoms. The electrons, on the other hand, acquire and maintain their velocities easily and can thus contribute to further ionization and excitation by inelastic collision processes.

If the voltage drop across the discharge tube is sufficient great, the discharge becomes self-sustaining. The transition between the non-self-sustaining and the self-sustaining discharge is shown in figure (2) to occur for currents of order of 10^{-11} amperes. The term **Townsend discharge is** often applied to a discharge operating between points **2** and **3** of figure (2).

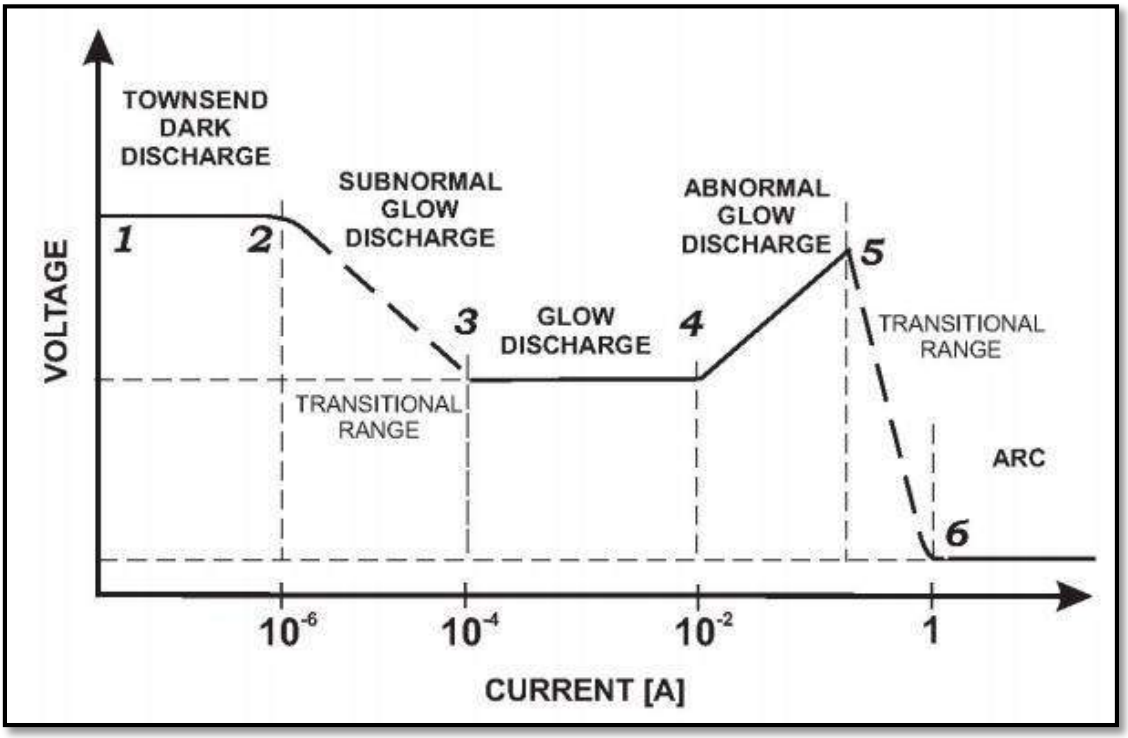


Figure (2): Average electric field as a function of current density for a gaseous discharge.

In the Townsend discharge described the electric field is more or less uniform across the tube. However, if the discharge current is allowed to increase by decreasing the series resistance, ions being to collect in the neighborhood of the cathode. This positive space charge tends to concentrate the applied field over a shorter distance. In the absence of the current limiting resistance, it would cause an escalating increase in current and ionization. When the current is allowed to increase to a few milli-amperes, the total voltage across the tube reaches a minimum. This low voltage region between **3** and **4** of the characteristic curve of figure (2) represents the **glow discharge.** As the current of the normal glow discharge increased, more and more of cathode area involved in the discharge, then additional current can be drawn only if accompanied by a corresponding in the voltage. This so-called **abnormal glow discharge** is shown between **4** and **5** . Finally, the energy deposited at the cathode by positive ions is great enough that thermal emission of electrons being to occur. Then the voltage across the discharge can drop to very low value characteristic of an **arc discharge**. is shown between **5** and **6**

A gaseous discharge can also be formed by the application of alternating fields to the gas. The frequency of the applied field is of the order of megacycle per second or higher.

التفريغ الغازي:

نعتبر الغاز موجود في انبوبة مفرغة (عازل) كما هو موضح أدناه في الشكل (1). في كل طرف من الأنبوب يتم إدخال قطب كهربائي. بين هذه الأقطاب يتم توصيل مصدر طاقة على التوالي مع مقاومة مناسبة للتحكم في تيار التفريغ. قد يتغير ضغط الغاز وتكوينه.

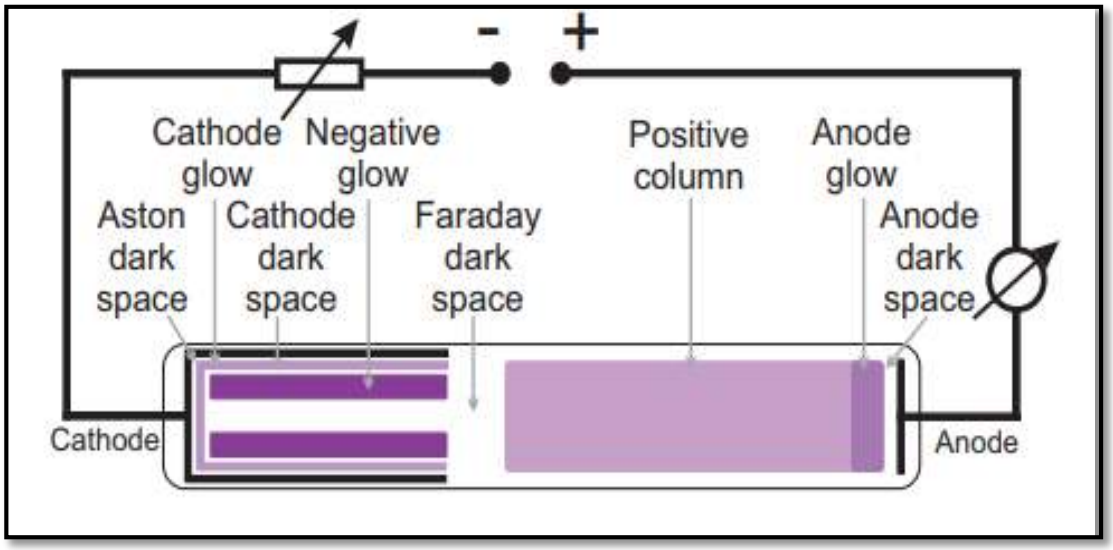


Figure (1): A discharge tube.

بوجود أيونات وإلكترونات في الغاز ، يصبح الوضع معقدًا. فعند تأثير المجال الكهربائي المسلط ، تتحرك الأيونات والإلكترونات في اتجاهين متعاكسين عبر الغاز. تعاني الأيونات والإلكترونات من نوعين مختلفين من التصادمات ، المرنة وغير المرنة. تختلف هذه التصادمات في أن الحركية للجسيمات المتصادمة يتم الحفاظ عليها في حالة التصادمات المرنة ولكنها ليست كذلك في التصادمات غير المرنة. في التصادمات غير المرنة ، يتم تعويض التغيير الحركي عن طريق تغيير في الطاقة الداخلية لإحدى الجسيمات المتصادمة أو كليهما. نظرًا لكتلتها الأكبر ، لا تكتسب الأيونات سرعة كبيرة سواء من المجال المسلط أو من الإلكترونات.او من الطاقة التي يتم نقلها بسهولة إلى ذرات الغاز المحايد. من ناحية أخرى ، تكتسب الإلكترونات سرعاتها وتحافظ عليها بسهولة وبالتالي يمكن أن تساهم في زيادة التأين والإثارة من خلال عمليات التصادم غير المرنة. إذا كان انخفاض الجهد عبر أنبوب التفريغ كافياً ، يصبح التفريغ مكتفياً ذاتياً. يظهر الشكل (2) الانتقال بين التفريغ غير الذاتي والتفريغ الذاتي في تيارات بحدود 10^{-11} أمبير. غالبًا ما يتم تطبيق مصطلح تفريغ Townsend على تفريغ يعمل بين النقطتين 1 و 2 من الشكل (2).

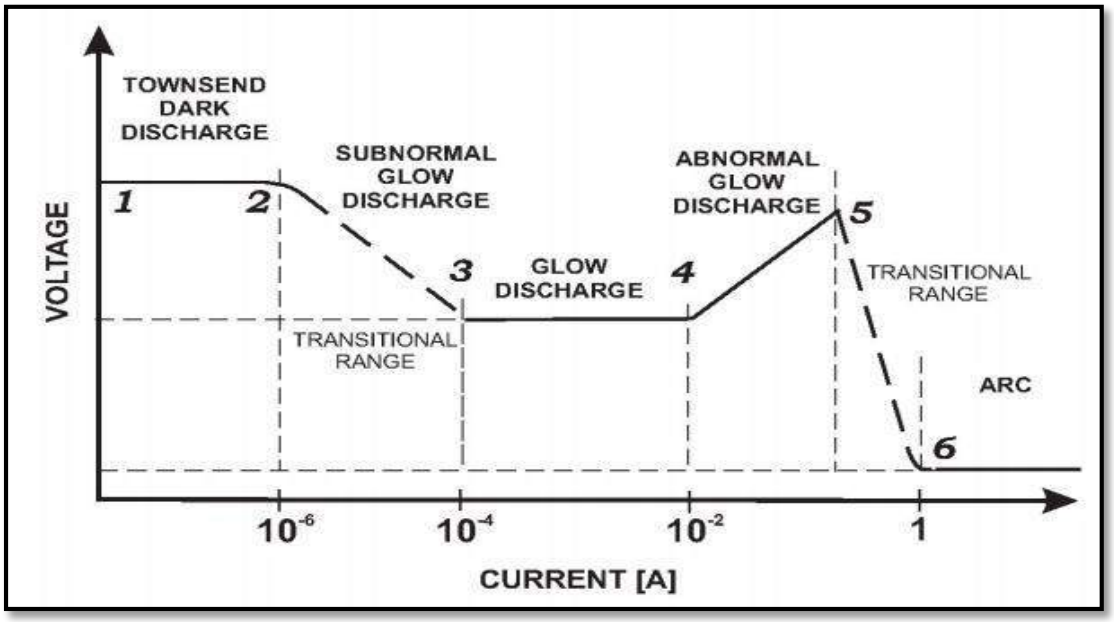


Figure (2): Average electric field as a function of current density for a gaseous discharge.

في وصف **تفريغ تاونسند** ، المجال الكهربائي متجانس إلى حد ما عبر الأنبوب. ومع ذلك ، إذا تم السماح لتيار التفريغ بالزيادة من خلال تقليل سلسلة المقاومة ، فإن الأيونات تتجمع في الكاثود. تميل شحنة الفضاء الإيجابية هذه إلى تركيز المجال المطبق(المسلط) على مسافة أقصر. في حالة عدم وجود المقاومة المحددة ، فإنه سيؤدي إلى زيادة تصاعدي في التيار والتأين. عندما يُسمح للتيار بالزيادة إلى عدد قليل من الأمبيرات ، يصل مجموع الجهد عبر الأنبوب إلى الحد الأدنى. تمثل هذه المنطقة ذات الجهد المنخفض بين (2 و3) من المنحنى المميز في الشكل (2) تفريغ التوهج. مع زيادة تيار **تفريغ التوهج العادي** من منطقة الكاثود للمشاركة في التفريغ ، لا يمكن سحب التيار الإضافي إلا إذا كان مصحوبًا بمقابل في الجهد. يظهر ما يسمى **بتفريغ التوهج غير الطبيعي** بين (4 و 5) وأخيرًا ، فإن الطاقة المودعة في الكاثود بواسطة أيونات موجبة كبيرة بما يكفي لحدوث الانبعاث الحراري للإلكترونات. ثم يمكن أن ينخفض الجهد عبر التفريغ إلى قيمة منخفضة للغاية من خصائص **التفريغ القوسي(Arc Discharge)**. بين (5 و 6) يمكن أيضًا تكوين تفريغ غازي عن طريق تطبيق مجالات المتناوبة للغاز. تردد المجال المطبق بترتيب ميكاسيكل في الثانية أو أعلى.

6.2. Glow Discharge:

The physical appearance and properties of the glow discharge are markedly different from those of the Townsend discharge. Figure (3) shows a sketch of a discharge tube operating in this mode together with plots of potential and net space charge distributions. ***This discharge is virtually wholly maintained by the secondary electrons produced by positive ion bombardment of the cathode***. The various regions of luminous and dark spaces in the glow discharge are reasonably well understood; the following is very brief account of them.

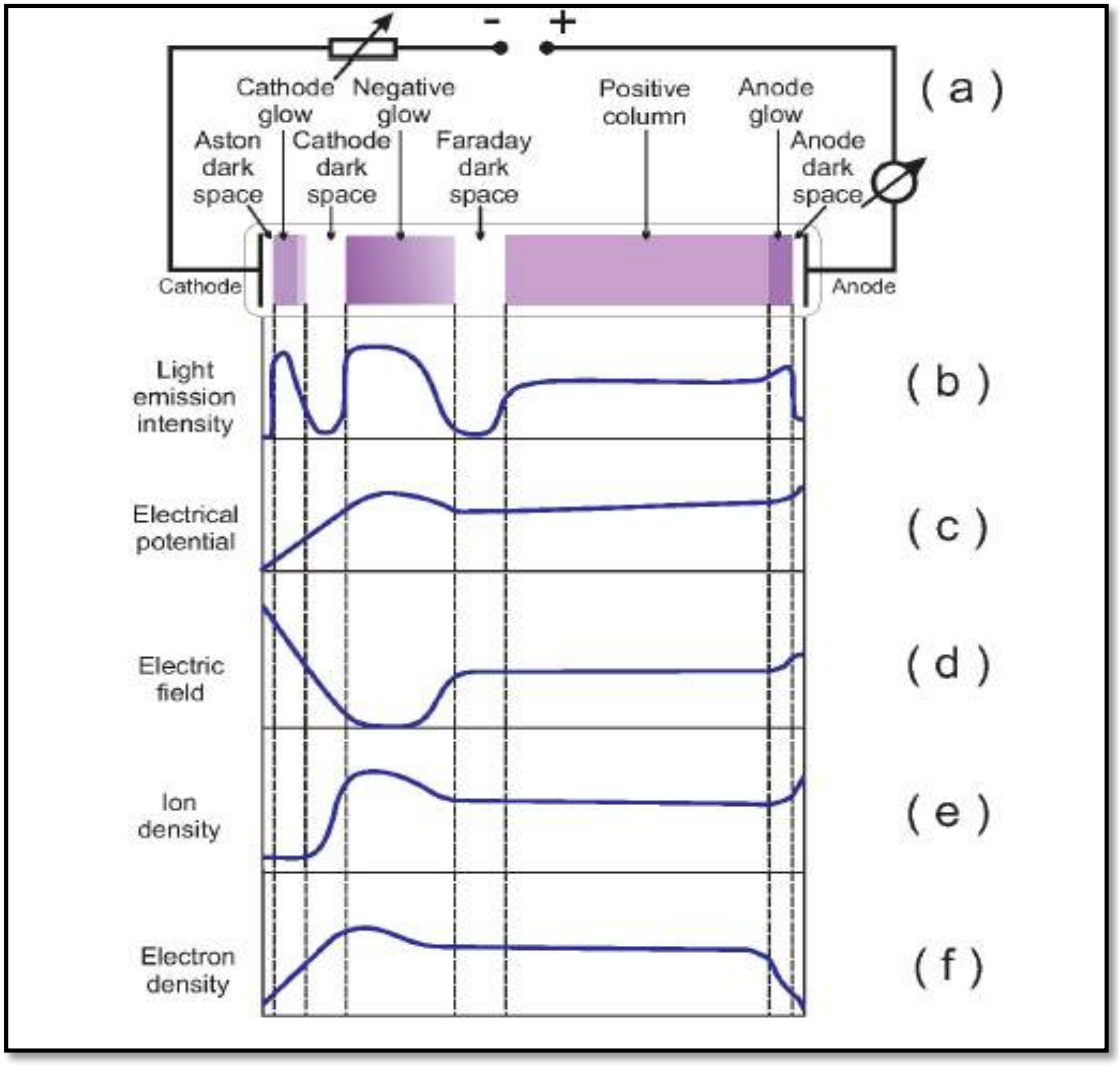


Figure (3): The physical appearance of a glow discharge and the potential and net space charge distribution within it.

Secondary electrons produced by ion bombardment accumulate in the "**Aston dark space"** and some of them recombine with in coming positive ions to form the **cathode glow** at the outer edge of this dark space. Other electrons from the Aston dark space move through the cathode glow without being captured and are accelerated in the **Crookes dark space** by the positive ion space charge. Sufficient energy is gained in the Crookes dark space to cause inelastic collisions and excitation of the gas to produce the negative glow. The anode edge of the **negative glow** signals the point at which the electron energy is too low to produce further excitation. The electrons are further accelerated in the **Faraday dark space** and produce the **positive column** that extends almost to the anode. In the positive column the net space charge is zero. **The positive column is a plasma**.

The number of the electrons in the positive column plasma is controlled by an additional factor beyond those described above, namely, loss to the walls of the tube. Since the current is constant along the positive column and is carried largely by electrons, the loss of electrons to the walls must be balanced by corresponding gains from ionization within column.

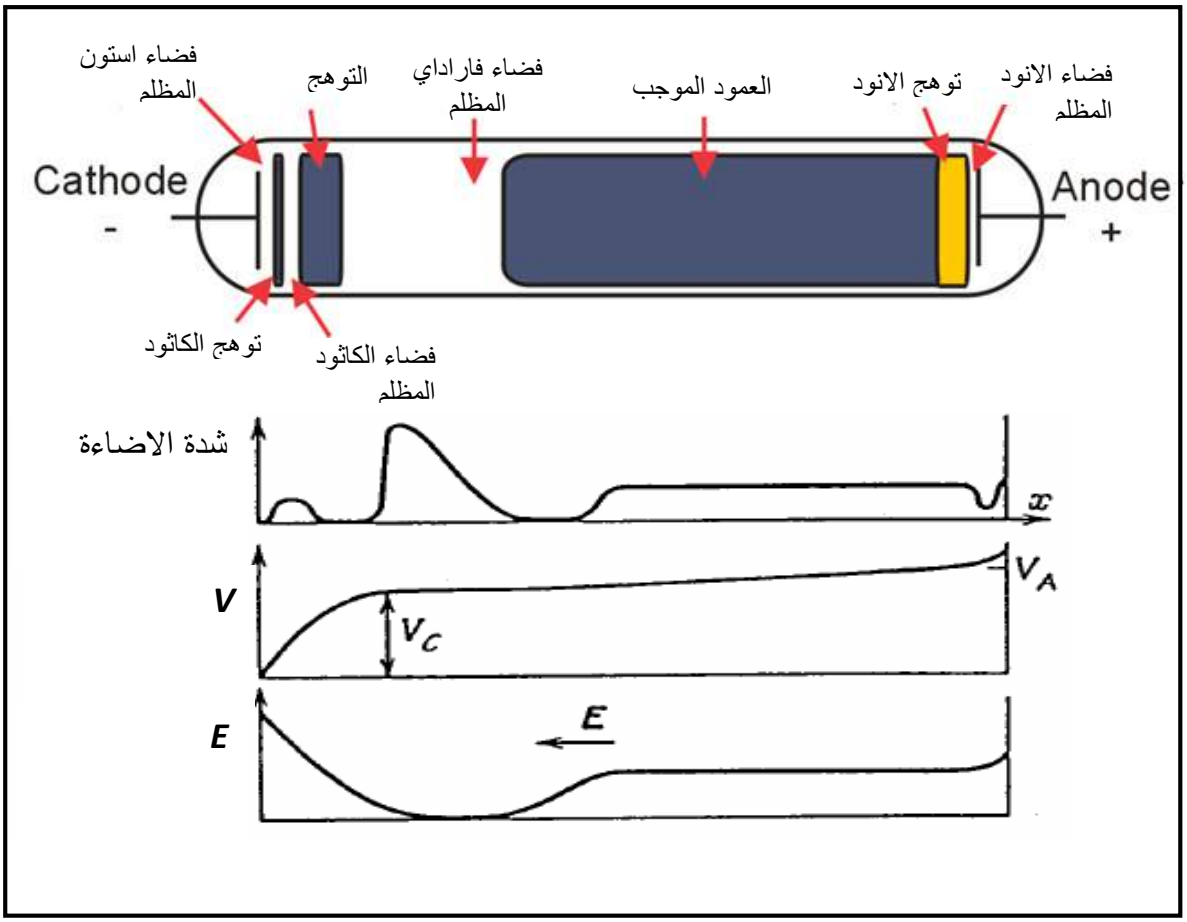
ميكانيكية توليد البلازما التفريغ التوهجي:

يوصف التفريغ الكهربائي التوهجي بأنه التفريغ الذي تنبعث فيه الالكترونات من الكاثود بتأثير تصادم الدقائق والكمات الضوئية. يسمى بالتفريغ التوهجي للتوهج الذي يحدث قرب الكاثود وتفصله عنه فسحة مظلمة عندما يتولد التفريغ بتيار مستمر في انبوب مملوء بغاز معين تحت ضغط اقل من الضغط الجوي ونجد الضوء المرئي المنبعث من التفريغ يملأ الانبوب كله بانتظام، وموزع بمناطق محددة.

مناطق التفريغ التوهجي:

تبدأ من الكاثود في بعض الاحيان فسحة مظلمة ضيقة (منطقة Aston) قرب الكاثود تتبعها طبقة ضيقة خافتة الاضاءة (التوهج الكاثودي) يتبعه فضاء مظلم (فضاء الكاثود المظلم) وبعدها نجد التوهج السالب ويقل التوهج كلما اقتربنا من منطقة فراداي المظلمة يأتي بعدها العمود الموجب وفي بعض الاحيان نلاحظ منطقة مظلمة ثم تليها منطقة مضيئة قرب الانود ومن المعروف ان هناك توزيع مختلف لمناطق التفريغ التوهجي تختلف باختلاف كلا من (الغاز و الضغط و ابعاد

الانبوب الذي يحوي الغاز و مادة الاقطاب وحجمها ونوعها والبعد بينهما) فيتم تقليل التيار بالتفريغ التوهجي بواسطة الالكترونات والايونات الموجبة.



1. منطقة الكاثود: عند اصطدام ايون موجب بالكاثود ينبعث الكترون، هذا الالكترون يتعجل أول الأمر في مجال قوي ويلاقي عدة اصطدامات مهيجة لأن طاقته أقل من جهد التأين.
2. فضاء استون المظلم: وهي منطقة رقيقة تتكون بعد الكاثود ويكون المجال الكهربائي فيها قوي ويحدث هنا تسارع للالكترونات مبتعدة عن الكاثود. هنا عدد الالكترونات اكبر بكثير من الايونات (تتكون هنا شحنة فراغ سالبة) لكن طاقتها غير كافي لاثارة (تهيج) الغاز لذا تبدو المنطقة مظلمة.
3. توهج الكاثود: هنا يبدأ المجال يضعف ونجد ان الالكترونات تؤين الغاز بكفاءة اكبر كون طاقتها تزداد بالتصادمات ويحدث تضاعف كبير في عددها.
4. فضاء الكاثود المظلم: منطقة يكون فيها المجال الكهربائي معتدل الشدة وتتكون هنا شحنة فراغ موجبة، حيث يصبح عدد الايونات كبير.
5. التوهج السالب: هنا يصبح المجال ضعيفاً جداً. عند حدود التوهج السالب عدد الالكترونات البطيئة يكون كبيراً جداً ويقل انطلاقها مع الابتعاد عن الكاثود. الالكترونات التي تدخل التوهج

السالب تتكون من مجموعتين، مجموعة الالكترونات التي تكونت عند الكاثود أو قريبا منه والتي تكونت سريعاً لعدم اصطدامها في المنطقة المظلمة، والمجموعة الاكبر من الالكترونات التي تكونت في المنطقة المظلمة ولاقت عدة تصادمات غير مرنة، وتكون هذه مجموعة بطيئة، وعلى الرغم من ان طاقتها هي دون ذروة التأين ولكنها اكبر أو عند ذروة التهيج، لذا سوف تلاقي عدة اصطدامات تؤدي الى التهيج مكونة التوهج السالب.

6. فضاء فاراداي المظلم: هنا تركيز الالكترونات والايونات يكون عالٍ والمجال ضعيفا وتصبح طاقة الالكترونات ضئيلة الى الحد الذي قد يؤدي الى حدوث اعادة اتحاد مع الايونات الموجبة. انبعاث الضوء من عملية اعادة الاتحاد ضئيل جداً ومع الابتعاد قليلاً يوجد عدد اقل من الالكترونات السريعة والضوء المنبعث يكون اقل والمجال يرتفع ببطء وتقل احتمالية اعادة الاتحاد وبذلك تتكون طبقة فراداي المظلمة.
7. العمود الموجب: وجد ان المجال الكهربائي هنا ثابت في اية نقطة. أي ان صافي شحنة الفضاء يساوي صفراً وبالتالي فان تركيز الالكترونات يساوي تركيز الايونات الموجبة لذلك اكثر قياسات تشخيص البلازما وتفاعلاتها تجرى من هذه المنطقة وبسبب كون تحركيه الايونات الموجبة اقل بكثير من تحركيه الالكترونات لذا نجد ان الالكترونات تحمل كل تيار التفريغ بينما تقوم الايونات الموجبة بتعادل شحنة الفضاء الالكترونية ويسمى بالعمود الموجب لأنه يوصل المناطق السالبة الى الانود ويكون العمود الموجب (اطول جزء في انبوب التفريغ) وعادة يكون العمود الموجب منتظماً وهذا الانتظام يشير الى ان التأين لا يحدث من تأثير انحراف الالكترونات باتجاه المجال ولكن يحدث من تأثير السرع العشوائية الكبيرة التي يتم الحصول عليها من التصادمات المرنة الهائلة في المجال.
8. توهج الانود: ان الالكترون الذي يجتاز العمود الموجب وبسرعة ابتدائية قليلة بتسارع باتجاه الانود قد يكتسب طاقة كافية لتهيج وتأين الغاز عند الانود، وعندئذ يتغطى الانود بطبقة مضيئة من التوهج (التوهج الانودي) التي تكون في بعض الاحيان مقسمة الى عدة بقع مضيئة.
9. الانود المظلم: عند الطرف الآخر من العمود الموجب قرب الانود نجد ان الالكترونات تنجذب قرب الانود بينما الايونات الموجبة تتنافر منه وتبعا لذلك تتكون شحنة فضاء سالبة قرب الانود، وهذا يؤدي الى زيادة في المجال الكهربائي وكذلك ارتفاع في الجهد.

6.3. Plasma Diagnostics:

Diagnostics for determining quantities such as n, KTe, Vs, etc. that we have taken for granted so far can be remote or local.

Remote methods do not require insertion of an object into the plasma, but they do require at least one window for access. Local diagnostics measure the plasma properties at one point in the plasma by insertion of a probe of one type or another there. Remote methods depend on some sort of radiation, so the win- window has to be made of a material that is transparent to the wavelength being used. Sometimes quartz or sapphire windows are needed.

6.3.1REMOTE DIAGNOSTICS:

1. Optical spectroscopy:

One common remote diagnostic is optical emission spectroscopy (OES). In OES, visible light is usually collected by a lens and focused onto the slit of a spectrometer. The detector can be a photodiode, a photomultiplier, or an optical multichannel analyzer (OMA). With a photodiode, interference filters are used to isolate a particular spectral line. Optical radiation can also be used to image a plasma in the light of a particular spectral line using an interference filter and a sensitive CCD camera as shown in figure (4). By comparing the intensities of different spectral lines, one can determine not only the atomic species present but also the electron temperature, density, and the ionization fraction.

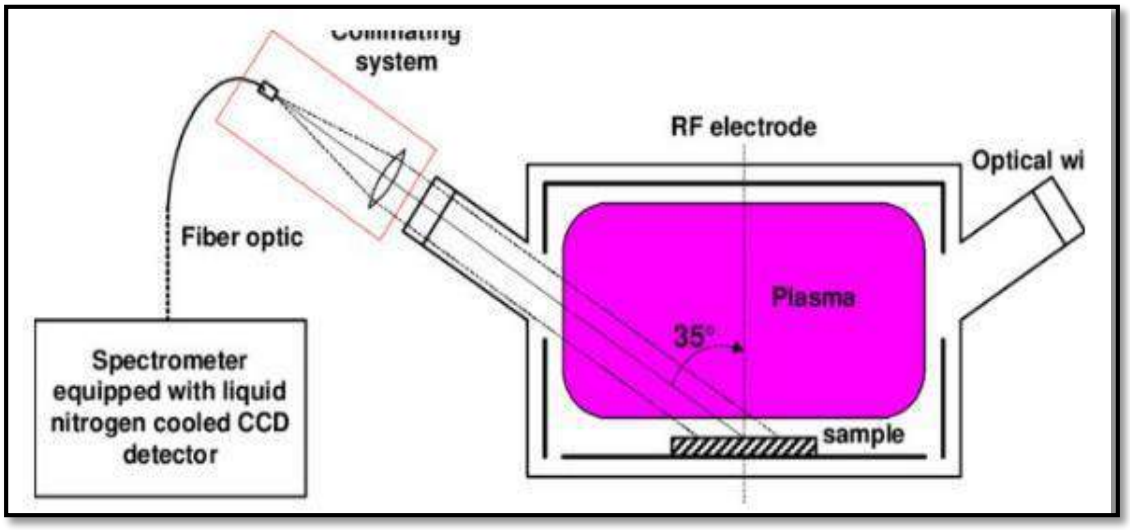


Figure (4) Optical emission spectroscopy (OES)

2. Microwave interferometer:

Another useful remote diagnostic is ***microwave interferometer***. A beam of microwave radiation is launched by a horn antenna into a plasma through a window. The basic idea behind this diagnostic scheme is as follows. The plasma acts like a dielectric medium to electromagnetic radiation, and a wave propagating through the plasma will suffer a change in phase. Interferometer setup is shown below, figure (5).

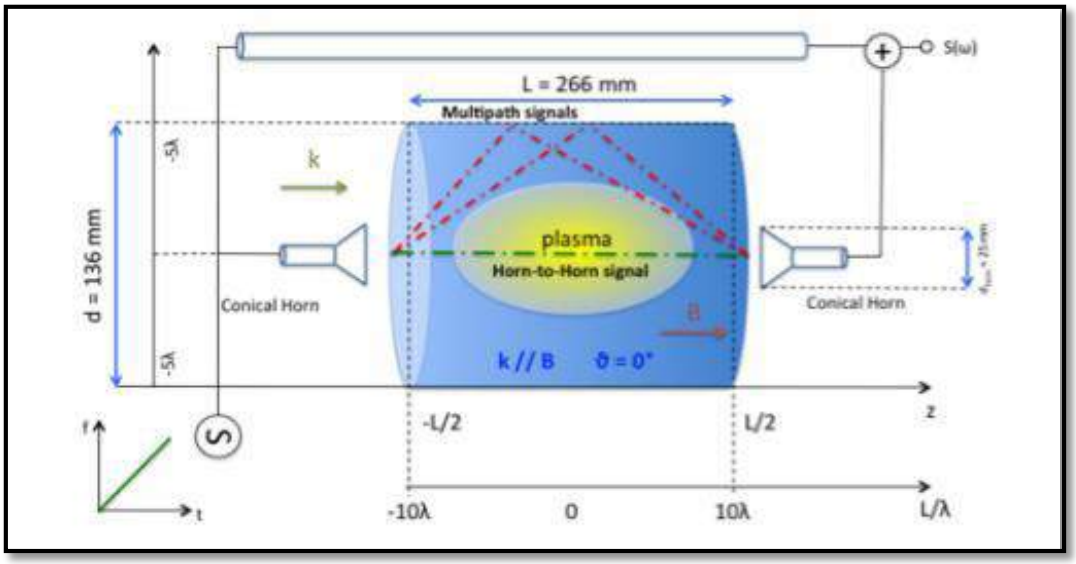


Figure (5): Interferometer setup.

3. Laser Induced Fluorescence (LIF):

This diagnostic is both non-invasive and local because it uses intersecting beam paths. Furthermore, it is the only way to measure Ti without using a large energy analyzer. One laser, tuned to a particular transition, is used to raise ions to an excited state along one path through the plasma. The excited ions fluoresce, giving off light at another frequency, and this light is collected by a lens focused to one part of the path, providing the localization. Doppler broadening of the line yields the ion velocity spread in a particular direction. The equipment is large, expensive, and difficult to set up, so that it is available in a relatively few laboratories. Is shown below, figure (6).

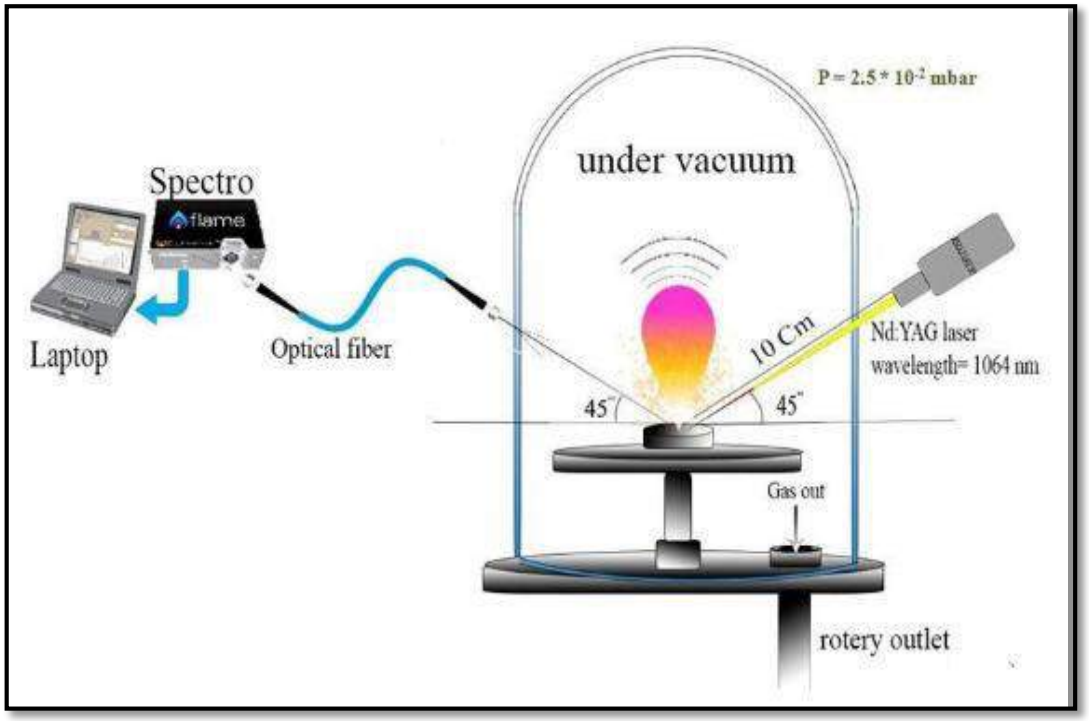


Figure (6) Laser Induced Fluorescence (LIF)

6.3.2. Local Diagnostics: Langmuir Probes:

The fundamental plasma parameters can be determined by placing a small conducting probe into the plasma and observing the current to the probe as a function of the difference between the probe and plasma space potentials. *The plasma space potential is just the potential difference of the plasma volume with respect to the vessel wall (anode). It arises from an initial imbalance in electron and ion loss rates and depends in part upon anode surface conditions, and filament emission current.* Langmuir probe can be used to determine the values of the ion and electron densities, the electron temperature, and the electron distribution function. This method involves the measurement of electron and ion currents to a probe as different voltages are applied to the probe. This yields a curve called the probe characteristic of the plasma.as shown in figure (7).

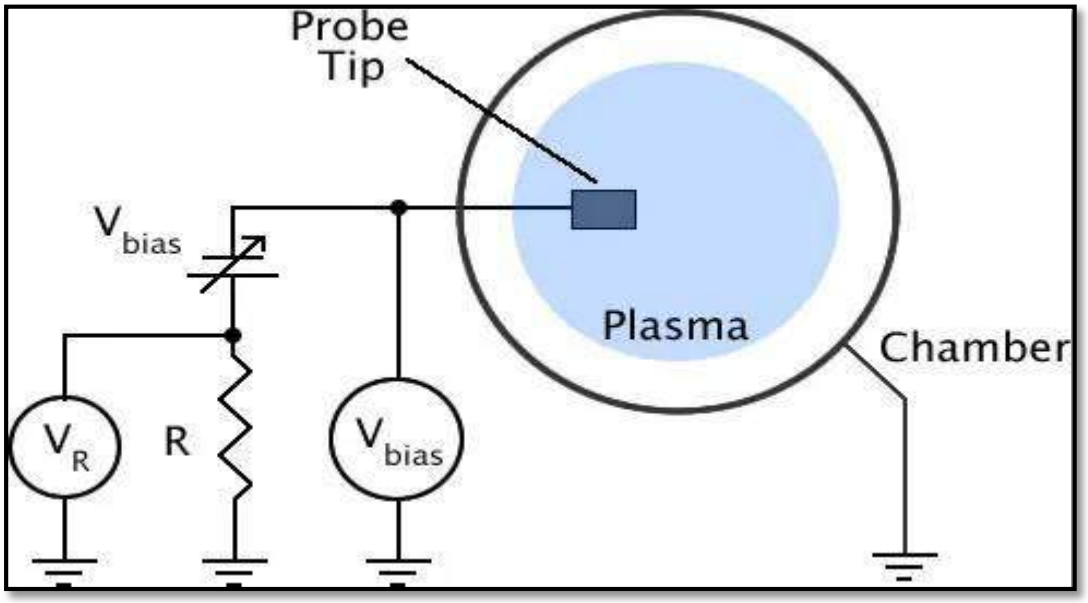


Figure (7). Langmuir Probes.

Sometimes, a double probe can be used. A double probe consists of two electrodes of equal surface area, separated by a small distance and immersed in the plasma.

• Other Local diagnostics:

1. Magnetic probes.
2. Energy analyzers.
3. RF current probe.
4. Plasma oscillation probe.

تشخيص البلازما Plasma Diagnostics:

تعتبر طرق تشخيص البلازما احد المواضيع المهمة في مجال فيزياء البلازما والتي من ورائها يمكن معرفة خواص وسلوكيات البلازما ومعاملاتها من اهمها هي درجة حرارة الالكترون وكثافة الالكترون ، حيث ان موضوع التشخيص يهدف الى اجراء قياسات لا تؤثر على حالة البلازما والمعاملات المطلوب قياسها ومن ثم صياغة هذه القياسات بارقام مفيدة ويمكن تقسيم طرق فحص وتشخيص البلازما الى قسمين:

أولا:- طرق التشخيص الداخلي وتشمل :

1 ـ المجسات الكهربائية.

2 ـ المجسات المغناطيسية.

ثانياً:- طرق التشخيص الخارجي وتشمل :

1ـ التشخيص البصري .

2 ـ التشخيص الطيفي.

3 ـ التشخيص بالموجات المايكروية.

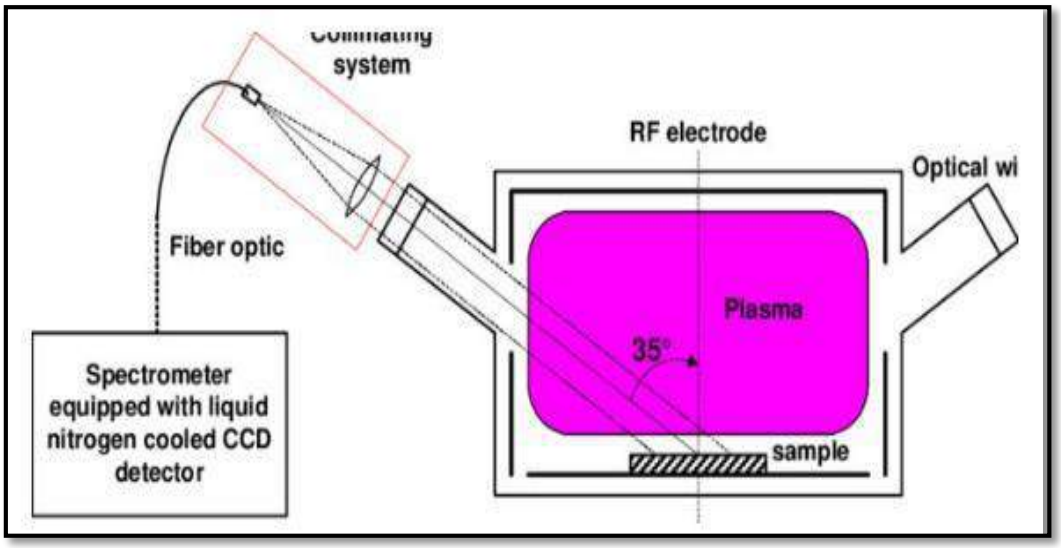
لا تتطلب الطرق التشخيص الخارجي إدخال شيء في البلازما ، ولكنها تتطلب نافذة (نافذة موجودة في حجرة البلازما يمكننا من خلالها رؤية البلازما) واحدة على الأقل. يقيس التشخيص الداخلي (المحلي ام الموضعي) خصائص البلازما عند نقطة واحدة في البلازما عن طريق إدخال مسبار من نوع أو آخر هناك. تعتمد الطرق الخارجية على نوع من الإشعاع ، لذلك يجب أن تكون النافذة مصنوعة من مادة شفافة للتمكن من رؤية البلازما في بعض الأحيان تكون هناك حاجة إلى نوافذ الكوارتز أو الياقوت.

التشخيص عن بعد

التحليل الطيفي البصري Optical emission spectroscopy:

يعد التشخيص الطيفي للانبعاثات الضوئية (OES) أحد التشخيصات الشائعة عن بُعد (الخارجي). في OES ، عادة ما يتم جمع الضوء المرئي بواسطة عدسة وتركيزه على شق (فتحة)

مقياس الطيف. يمكن أن يكون الكاشف ثنائي ضوئي او مضاعف ضوئي أو محلل بصري متعدد القنوات (OMA). باستخدام الصمام الثنائي الضوئي ، تُستخدم مرشحات التداخل لعزل خط طيفي معين. يمكن أيضًا استخدام الإشعاع البصري لتصوير البلازما في ضوء خط طيفي معين باستخدام مرشح تداخل وكاميرا CCD حساسة كما هو موضح في الشكل (4). بمقارنة شدة الخطوط الطيفية المختلفة ، يمكن للمرء تحديد ليس فقط الأنواع الذرية الموجودة ولكن أيضًا درجة حرارة الإلكترون وكثافته وجزء التأين.



Figure(4) Optical emission spectroscopy (OES)

مقياس التداخل الميكروويف Microwave interferometer:

طريقة اخرى من التشخيص عن بعد هو مقياس التداخل الميكروويف في هذه الطريقة التشخيصية، يتم إخراج حزمة من إشعاع الميكروويف بواسطة هوائي مجوف إلى بلازما من خلال نافذة. يمكن أن تنتشر هذه الموجات في البلازما اذا كان ($\omega > \omega_{pe}$) :حيث ان(ω_{pe})هو التردد الزاوي لألكترون البلازما ، (ω) هو التردد الزاوي للموجات الكهرومغناطيسية. إن وجود البلازما سيغير طورإشارة الميكروويف ، وهذا التغيير هو دالة لكثافة البلازما. كما في الشكل (5).

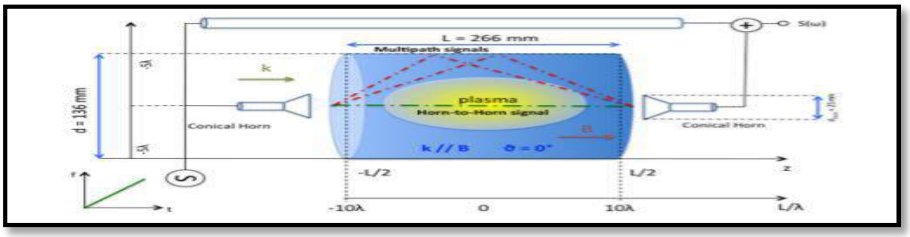


Figure (5): Interferometer setup.

الاستشعاع المستحث بالليزر Laser Induced Fluorescence

تشخيص آخر عن بعد هو الاستشعاع المستحث بالليزر (LIF) ، وهو غير متدخل وموضعي لأنه يستخدم مسارات شعاع متقاطعة. علاوة على ذلك ، فهي الطريقة الوحيدة لقياس T_i دون استخدام محلل طاقة كبير. يتم استخدام ليزر واحد ، مضبوط على انتقال معين ، لرفع الأيونات إلى حالة متهيجة على طول مسار واحد من خلال البلازما. تستشعع الأيونات المتهيجة ، وتنبعث الضوء عند تردد آخر ، ويتم جمع هذا الضوء بواسطة عدسة تركز على جزء واحد من المسار ، مما يزود الموضعية. وان توسيع دوبلر للخط ينتج عنه انتشار سرعة الأيونات في اتجاه معين.

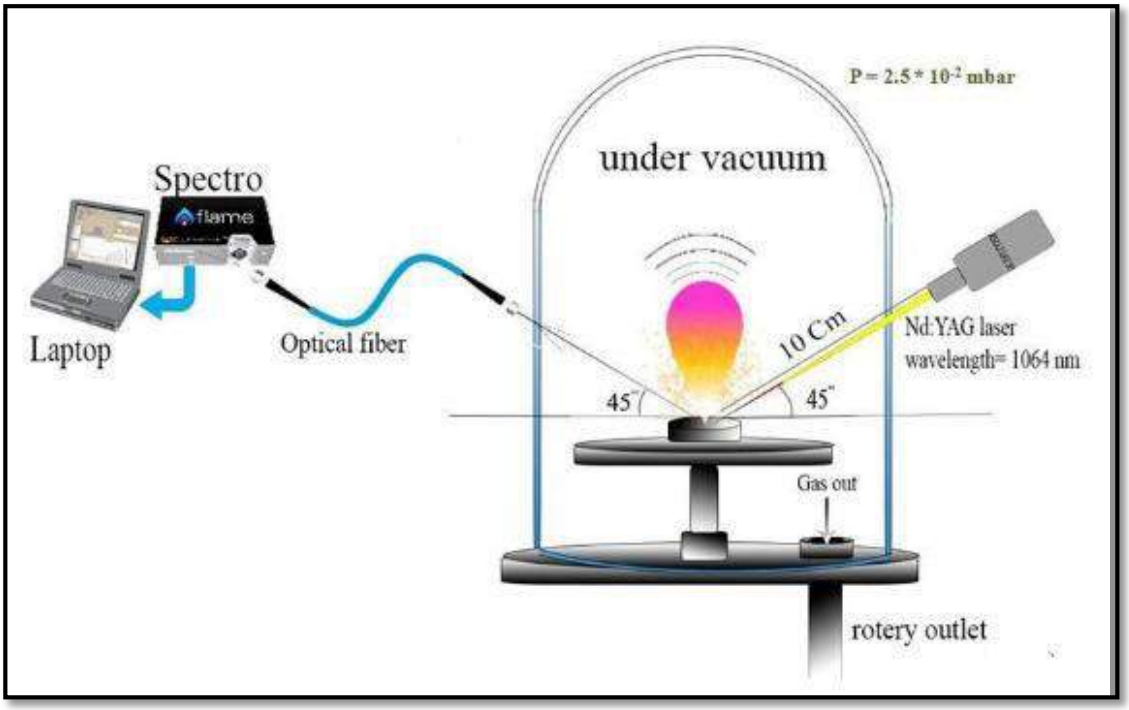


Figure (6) Laser Induced Fluorescence (LIF)

التشخيص الموضعي مجسات لانكمور Langmuir

تعتبر طريقة المجسات الكهربائية من الطرق البسيطة والكلاسيكية في نشخيص البلازما والتي تعطي نتائج جيدة عن سلوك وخواص البلازما ، ومن ابرز ما يميز هذه الطريقة عن طرق التشخيص الاخرى هو امكانية القياس الموضعي للبلازما ، على خلاف ما تعطي الطرق الاخرى مثل طريقة التحليل الطيفي والتشتت الضوئي وطريقة الامواج المايكروية.

من اهم الخواص الفيزياوية للبلازما الواجب دراستها وقياسها عمليا هي درجة حرارة كل من الالكترونات والايونات ، لكون هاتين الدرجتين مختلفتين بالإضافة الى قياس كثافة الجسيمات في

البلازما. اكثر الوسائل شيوعا في قياسات البلازما تشمل استخدام المجسات الكهربائية المتفردة والمزدوجة.

لقد طور العالمان لانكمور وموت سميث نظرية هذه المجسات ووضعوا امكانية استخدامها لقياس كثافة الالكترونات n_e والايونات n_i ودرجة حرارة الالكترونات T_e وجهد البلازما V_P والجهد العائم للبلازما V_F (أي جهد المجس عندما يكون صافي التيار المار فيه يساوي صفراً) وكثافة التيارات العشوائية الالكترونية والايونية (J_{er} و J_{ir}) .

ان ربط وتسليط المجس الى فولتية مختلفة بالنسبة لجهد البلازما ودراسة التيار المار خلال المجس يوفر لنا المعلومات الأساسية عن خواص البلازما، وان مقدار التيار الكهربائي في المجس لا يعتمد فقط على البلازما نفسها بل إضافة إلى ذلك فانه يعتمد على مساحة سطح المجس التي تقوم بتجميع الشحنات ، حيث ان شكل المجس يمكن ان يكون على هيئة كرة أو سطح اسطواني أو مستوي الشكل.

ان نظرية استخدام المجسات تعتمد على ادخال قطب كهربائي صغير ومعزول كهربائيا الى داخل لبلازما ، لذلك فأن عدداً من الالكترونات أكثر من الايونات سوف يصطدم بالقطب خلال وحدة الزمن وهذا يعود لكون السرعة الحرارية للإلكترونات في معظم أنواع البلازما اكبر بكثير من السرعة الحرارية للايونات، لذلك سوف تتجمع محصلة شحنة إلكترونية على سطح القطب وبالتالي تجعل جهده سالبا مقارنة مع جهد البلازما المحيطة ويتسبب ذلك بتعجيل الايونات وتنافر الالكترونات ، وهذا يسبب مجالاً كهربائياً (E)، حيث يكون معدل التيار المار صفراً ، وان فرق الجهد بين سطح القطب والبلازما يوجد في غلاف سمكه طول ديباي الذي يعتمد على كثافة ودرجة حرارة الالكترونات، حيث ان حجم الغلاف حول المجس يعتمد على فولتية المطابقة وحجم المجس والمساحة السطحية، بالاضافة الى خواص البلازما.

على الرغم من بساطة فكرة مجس لانكمور فان منحنى خواص الفولتية والتيار لمجس يعطينا معلومات مهمة ليس فقط عن جهد البلازما في المنطقة المحيطة بالمجس (أي منطقة صفيحة البلازما) بل ومعلومات عن درجة حرارة وكثافة الالكترونات ايضاً وفي بعض الاحيان عن الايونات كذلك.

إن الخاصية المهمة للبلازما التي تظهر في حالة استخدام المجسات هي (ان البلازما لا تخضع لقانون أوم) ، لذلك عند استخدام مجس في داخل البلازما فانه سوف يجمع ايونات بمعدل يحدد من قبل المجالات الكهربائية التي توجه هذا التيار باتجاه المجس أو بعيداً عنه.

في بعض الأحيان ، يمكن استخدام مسبار(مجس) مزدوج. يتكون المسبار(المجس) المزدوج من قطبين من مساحة سطح متساوية ، مفصولة بمسافة صغيرة ومغمورة في البلازما.

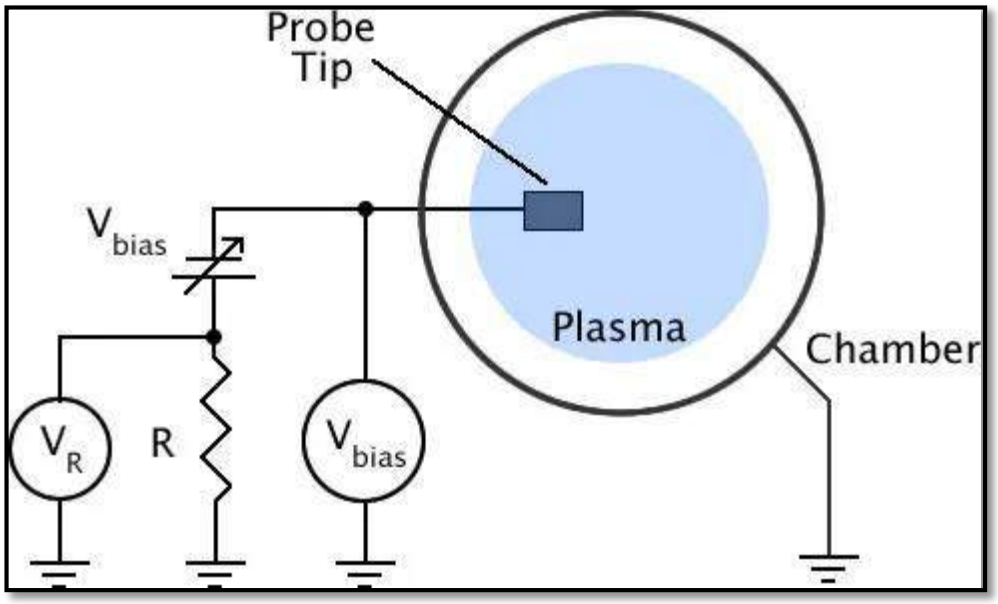


Figure (7): Langmuir Probes.

التشخيصات الموضعية الأخرى:

1. مجسات مغناطيسية
2. محللات الطاقة
3. مجس تيار RF
4. مجس تذبذب البلازما

7-Plasma as Collection of Individual Particles:

7-1Single-Particle Motions:

Plasma behave sometimes like fluids, and sometimes like a collection of individual particles. The first step in learning how to deal with this schizophrenic personality is to understand how single particles behave in electric and magnetic fields. This study differs from next ones in that the $\boldsymbol{E}$ and $\boldsymbol{B}$ fields are assumed to prescribed and not affected by the charged particles.

Uniform E and B fields:

First: if $E = 0$

In this case, a charged particle has a simple cyclotron gyration. The equation of motion is:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\,\vec{v}\times\vec{B} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

The right hand side of equation (1) is:

$$q\,\vec{v}\times\vec{B} = q\begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}$$

$$= q(\hat{x}(v_yB_z - v_zB_y) - \hat{y}(v_xB_z - v_zB_x) + \hat{z}(v_xB_y - v_yB_x))$$

Taking $\hat{z}$ to be the direction of B, i. e. $B_z = B\hat{z}$, $B_x = 0$,$B_y = 0$ and let:

$$\frac{d\vec{v}_x}{dt} = \dot{v}_x\,, \quad \frac{d\vec{v}_y}{dt} = \dot{v}_y\,, \quad \frac{d\vec{v}_z}{dt} = \dot{v}_z$$

So that, one can write:

$$m\dot{v}_x = qBv_y,\ m\dot{v}_y = -qBv_x,\ m\dot{v}_z = 0$$

$$\left.\begin{aligned} \rightarrow \ddot{v}_x &= +\frac{qB}{m}\dot{v}_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= -\frac{qB}{m}\dot{v}_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

This describes a simple harmonic oscillator at the cyclotron frequency, which we define to be:

$$\omega_c \equiv \frac{|q|B}{m} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

ω_c is always non-negative. B is measured in $tesla$, or $webers/m^2$, a unit equal to $10^4 gauss$. Then one can solve equation (2) and give the solution as:

$$v_{x,y} = v_\perp e^{(\pm i\omega_c t + i\delta_{x,y})}$$

The $\pm$ denoting the sign of q. We may chose the phase δ, so that:

$$v_x = v_\perp e^{i\omega_c t} = \dot{x} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4a)$$

Where $v_\perp$ is a positive constant denoting the speed in the plane perpendicular to B. Then with equation (2) and its solution, one can write:

$$v_y = \frac{m}{qB}\dot{v}_x = \pm\frac{1}{\omega_c}\dot{v}_x = \pm iv_\perp e^{i\omega_c t} = \dot{y} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4b)$$

Integrating once again, we have:

$$x - x_0 = -i\frac{v_\perp}{\omega_c}e^{i\omega_c t}\ , y - y_0 = \pm\frac{v_\perp}{\omega_c}e^{i\omega_c t} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5)$$

We define the Larmor radius to be:

$$r_L \equiv \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{|q|B} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

Taking the real part of equation (5), we have:

$$x - x_0 = r_L \sin \omega_c t\,,\ \ y - y_0 = \pm r_L \cos \omega_c t \ \ldots\ldots\ldots (7)$$

This describes a circular orbit a *guiding center* (x_0, y_0) which is fixed (figure (1)). The direction of the gyration is always such that the magnetic field generated by the charged particle is opposite to the externally imposed field. Plasma particles, therefore, tend to reduce the magnetic field, and plasmas are diamagnetic.

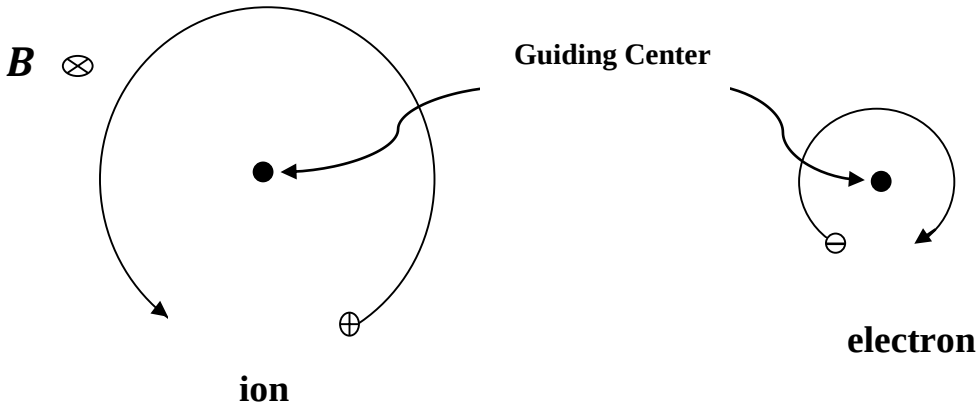


Figure (1): Larmor orbits in a magnetic field.

In addition to this motion, there is an arbitrary velocity v_z a long B which is not affected by B. Therefore the trajectory of charged particle in space is, in general, a helix.

Second: if *E* have a finite value,

Now, if we allow an electric field to be present, the motion will be found to be sum of two motions; the usual circular Larmor gyration plus a drift of the guiding center. The equation of motion, now, is:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \ \ldots\ldots\ldots\ldots (8)$$

Let E lies in $x-z$ plane, so that $E_y = 0$. The z- component of velocity is:

$$m\frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m}E_z$$

Because the component of $(\vec{v} \times \vec{B})$ in z direction is zero. By integrating, z- velocity component is:

$$v_z = \frac{qE_z}{m}t + v_{z0} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9)$$

This is a straightforward acceleration along B. The transverse components of equation (8) using equation (2) are:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{m}E_x \pm \omega_c v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= 0 \pm \omega_c v_x \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

Differentiating, we have (for constant E).

$$\left.\begin{aligned} \ddot{v}_x &= -\omega_c^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= \mp\omega_c\left(\frac{q}{m}E_x \pm \omega_c v_y\right) = -\omega_c^2\left(\frac{E_x}{B} + v_y\right) \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots\ldots (11)$$

One can write this as:

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(v_y + \frac{E_x}{B}\right) = -\omega_c^2\left(v_y + \frac{E_x}{B}\right)$$

So that equation (11) is reduced to equation (2) if we replace $v_y v_y$ by $v_y + \frac{E_x}{B}$. Then in same way one can write the solution of equation (11) as:

$$\left.\begin{aligned} v_x &= v_\perp e^{i\omega_c t} \\ v_y &= \pm i v_\perp e^{i\omega_c t} - \frac{E_x}{B} \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12)$$

The Larmor motion is the same as before, but there is superimposed a drift v_{gc} of the guiding center in the y-direction (for $E_x > 0$) as in figure (2).

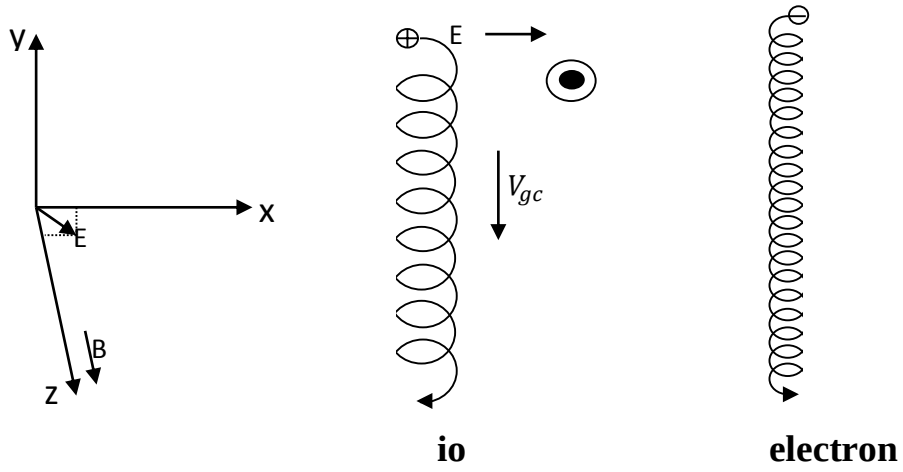


Figure (2): particle drifts in crossed electric and magnetic fields.

To obtain a general formula for v_{gc}, we can solve equation (8) in vector from. We may omit $m\frac{dv}{dt}$. Since it is a case of $f_e = -f_m$. Then equation (8) becomes:

$$\boldsymbol{q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) = 0 \rightarrow \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0} \ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathbf{13})$$

Taking the cross product with $\overrightarrow{B}$, we have:

$$\boldsymbol{\vec{E} \times \vec{B} + \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \times \vec{B} = 0 \ \rightarrow \vec{E} \times \vec{B} = \vec{B} \times \left(\vec{v} \times \vec{B}\right)}$$

Where $A \times (B \times C) = B(A \cdot C) - C(A \cdot B)$ so that, one can write:

$$\boldsymbol{\vec{E} \times \vec{B} = B^2 \vec{v} - \vec{B}\left(\vec{v} \cdot \vec{B}\right)} \ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathbf{14})$$

The transverse components of this equation are:

$$\boldsymbol{\vec{v}_{\perp gc} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \equiv \vec{v}_E} \ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathbf{15})$$

We define this to be $\vec{v}_E$, the electric field drift of the guiding center. In magnitude, this drift is:

$$\boldsymbol{v_E = \frac{E\left(\frac{V}{m}\right)}{B(tesla)} \ \frac{m}{s}} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \boldsymbol{(16)}$$

It is important to note that $\vec{v}_E$ is independent of q, m and $v_\perp$. The reason is obvious from the following physical picture. In the first half cycle of the ion's orbit in figure (2), it gains energy from the electric field and increases in $v_\perp$and, hence, in r_L. In the second half-cycle, it loses energy and decrease in r_L. This difference in r_L on the left and right sides of the orbit in figure (2) causes the drift v_E. A negative electron gyrates in the opposite direction but also gains energy in the opposite direction; it ends up drifting in the same direction as an ion.

Gravitational Field:

The foregoing result can be applied to other forces by replacing qE in the equation of motion (8) by a general force $\vec{F}$. The guiding center drift caused by $\vec{F}$ is then:

$$\boldsymbol{\vec{v}_f = \frac{1}{q}\frac{\vec{F}\times\vec{B}}{B^2}} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \boldsymbol{(17)}$$

If $\vec{F}$ is the force of gravity mg, there is a drift:

$$\boldsymbol{\vec{v}_g = \frac{m}{q}\frac{\vec{g}\times\vec{B}}{B^2}} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \boldsymbol{(18)}$$

This is similar to the drift v_E in that it is perpendicular to both the force and B, but it differs in one important respect. The drift v_g changes sign with the particle's charge. Under a gravitational force, ions and electrons drift in opposite directions, so there is a net current density in the plasma given by:

$$\vec{j} = n(M+m)\frac{\vec{g}\times\vec{B}}{B^2} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (19)$$

The physical reason for this drift (figure (3)) is again the change in Larmor radius as the particle gains and losses energy in the gravitational field. Now the electrons gyrate in the opposite direction sense to the ions, but the force on them is in the same direction, so the drift is in the opposite direction. The magnitude of v_g is usually negligible, but when the lines of forces are curved, there is an effective gravitational force due to centrifugal force. This force, which is not negligible, is the basis of a plasma instability called *gravitational instability*, which has nothing to do with real gravity.

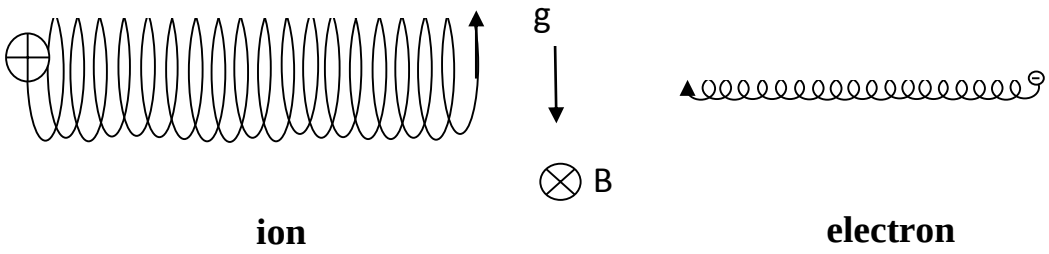


Figure (3): the drift of gyrating particle in a gravitational field.

Example: Compute r_L for the following case in $v_{\parallel}$ is negligible:

- **a-** A $10-keV$ electron in the earth's magnetic field of $5\times10^{-9}\,T$.
- **b-** A solar wind proton with streaming velocity 300 km/sec, $B = 5\times10^{-9}T$.
- **c-** A $1-keVHe^{+}$ ion in the solar atmosphere near a sunspot, where $B = 5\times10^{-2}T$.

Solution: $E = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 \Longrightarrow v_{\perp} = \left(\frac{2E}{m}\right)^{\frac{1}{2}}, r_L = \frac{mv_{\perp}}{eB}$

a- $v_{\perp} = \left[\frac{(2\times10^{4})(1.6\times10^{-19})}{9.1\times10^{-31}}\right]^{\frac{1}{2}} = 5.93\times10^{7}\,\frac{m}{sec.}$

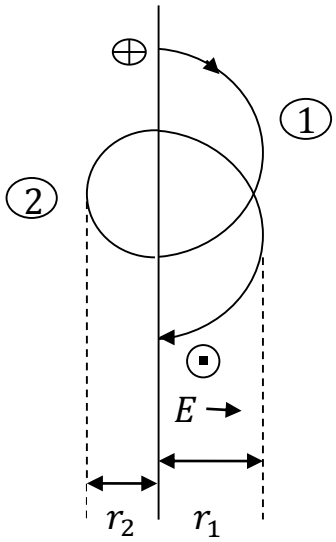
$r_L = \frac{(9.11\times10^{-31})(5.93\times10^{7})}{(1.6\times10^{-19})(5\times10^{-5})} = 6.75\ m$

b- **H.W.**

c- **H.W.**

Example: Show that v_E is the same for two ions of equal mass and charge but different energies.

Solution: let ϵ_0 is the initial energy, r_1, r_2 are the Larmore radii as shown.



$\boldsymbol{\epsilon_1 = \epsilon_0 + eEr_1}$ is the energy at (1)

$\boldsymbol{\epsilon_2 = \epsilon_0 - eEr_2}$ is the energy at (2)

or $\boldsymbol{\epsilon_{1,2} = \epsilon_0 \pm eEr_{1,2}}$**, also** $\boldsymbol{v_{\perp 1,2}^2 = \frac{2\epsilon_{1,2}}{M}}$**.**

Now, we are asked to make the approximation

$$\boldsymbol{r_{1,2} = \frac{v_{\perp 1,2}}{\omega_c} = \frac{Mv_{\perp 1,2}}{eB} = \frac{M}{eB}\left(\frac{2\epsilon_{1,2}}{M}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{M}{eB}\left(\frac{2\epsilon_0 \pm eEr_{1,2}}{M}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

Let $\frac{eB}{M} = \Omega_c$ is the cyclotron frequency of the ion. Then,

$$\boldsymbol{r_{1,2} = \frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 \pm \frac{eE}{\epsilon_0}r_{1,2}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

For small E, expand the square root in a Taylor series:

$$r_{1,2} = \frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\,\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 \pm \frac{1}{2}\frac{eE}{\epsilon_0} r_{1,2}\right)$$

$$= \frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1 \pm \frac{1}{2}\frac{eE}{\epsilon_0}\frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$$

Or $$r_1 = \frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1 + \frac{1}{2}\frac{eE}{\epsilon_0}\frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$$ **, and**

$$r_2 = \frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1 - \frac{1}{2}\frac{eE}{\epsilon_0}\frac{1}{\Omega_c}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$$

Thus, one can write

$$r_1 - r_2 = \frac{eE}{\epsilon_0}\frac{1}{\Omega_c^2}\left(\frac{2\epsilon_0}{M}\right) = \frac{2eE}{M\Omega_c^2}$$

Independent of ϵ_0. The guiding center moves a distance $2(r_1 - r_2)$ in a time $\frac{2\pi}{\Omega_c}$, so that

$$v_{gc} = 2(r_1 - r_2)\left(\frac{\Omega_c}{2\pi}\right) = \frac{4eE}{M\Omega_c}\frac{1}{2\pi} = \frac{2}{\pi}\frac{E}{B}$$

Or, approximately, where the facture $\frac{2}{\pi}$ would be 1 if we did not make the crude approximation.

$$v_{gc} = \frac{E}{B}$$

Thus, the guiding center drift is independent of the ion energy ϵ_0.

البلازما كمجموعة من الجسيمات المفردة:

حركة الجسيمات المفردة Single-Particle Motions

توجد البلازما احياناً قي وضع يشبه المائع واحياناً اخرى في وضع اقرب الى الجسيمات المستقلة (المفردة). أن البلازما تكون متواجدة دائماً في مجالات كهربائية ومغناطيسية ويمكن تقسيم هذه المجالات الى نوعين:

1- مايتم تسليطه على البلازما بتأثيرات خارجية لأغراض شتى أهمها أحتواء البلازما أو تسخينها.

2- مايتولد داخلياً في البلازما بفعل تأثير حركة الجسيمات بعضها على البعض الآخر وتفاعلها في المجالات المسلطة عليها داخلياً نتيجة الجسيمات المشحونة.

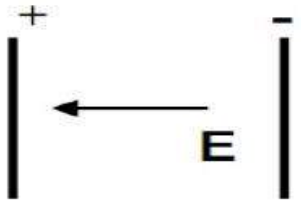
لذلك فأن من الضروري معرفة طبيعة التأثيرات التي تحدث على حركة الجسيم وبالتالي التأثيرات التي تحدث في البلازما ككل نتيجة لوجود هذة المجالات.

قوة لورينز Lorenz Force:

هي القوة المؤثرة على شحنة كهربائية تتحرك في مجال كهربائي أو مجال مغناطيسي، تتأثر الجسيمات المشحونة بالبلازما بقوى ناتجة من تأثير مايلي :

1. المجال الكهربائي

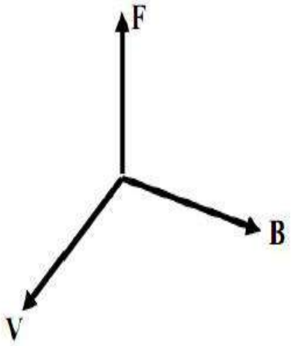
$$F = qE$$



2. المجال المغناطيسي:

يؤثر المجال المغناطيسي على الجسيمات المتحركة بسرعة V بقوة مقدارها :

$$F = q\,(V \times B)$$



يكون إتجاه القوة عمودي على المجال المغناطيسي و يجب أن تكون الجسيمة متحركة بسرعة عمودية على المجال المغناطيسي . إذ إن الجسيمة تتأثر بالمجال المغناطيسي فقط إذا تحركت بإتجاه عمودي على المجال.

3. المجال الكهرومغناطيسي:

إذا تحرك الجسيم المشحون q بسرعة V في مجالات كهربائية و مغناطيسية أي مجال كهرومغناطيسي تُحتسب القوة الكلية (لورنز) المؤثرة على الشحنة كمحصلة مركبتين كالأتي :

$$F = q\,(E + V \times B)$$

حركة الجسيم في مجالات كهربائية ومغناطيسية منتظمة

1. الحالة الأولى E=0

في هذه الحالة تتحرك الجسيمة المشحونة بحركة دورانية سكلترونية ، الجسيم المشحون عند تواجده داخل مجال مغناطيسي فأنة يتخذ مسار دائري ان القوة المؤثرة هي قوة مغناطيسية وتكون معادلة الحركة كأتي:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\,\vec{v} \times \vec{B} \qquad (1)$$

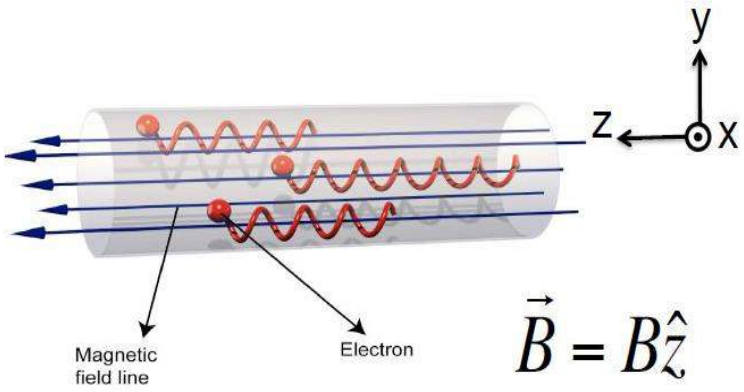
بأخذ الجانب الأيمن من المعادلة (1):

$$q\,\vec{v}\times\vec{B} = q\begin{vmatrix}\hat{x} & \hat{y} & \hat{z}\\ v_x & v_y & v_z\\ B_x & B_y & B_z\end{vmatrix}$$

$$= q(\hat{x}(v_yB_z - v_zB_y) - \hat{y}(v_xB_z - v_zB_x) + \hat{z}(v_xB_y - v_yB_x))$$

ليكن المجال المغناطيسي في أتجاة (Z)
عند أخذ مركبات القوة باتجاة (X,Y)

$$\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B} = m\vec{a}$$



$$B_z = B\hat{z},\ B_x = 0, B_y = 0$$

$$\frac{d\vec{v}_x}{dt} = \dot{v}_x\ ,\quad \frac{d\vec{v}_y}{dt} = \dot{v}_y\ ,\quad \frac{d\vec{v}_z}{dt} = \dot{v}_z$$

$$\left.\begin{aligned} m\dot{v}_x &= qBv_y \\ m\dot{v}_y &= -qBv_x \\ m\dot{v}_z &= 0 \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots (2)$$

بأخذ المشتقة لمعادلة (2):

$$\left.\begin{aligned} \ddot{v}_x &= \frac{qB}{m}\dot{v}_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= -\frac{qB}{m}\dot{v}_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots (3)$$

$$\omega_c \equiv \frac{|q|B}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

المقدار $\frac{|q|B}{m}$ يسمى بالتردد السايكلوتروني، وهو مقدار موجب دائماً. اذ نلاحظ أنّ (ω_c) لاتتضمن أية إشارة ولاتتأثر به ويعني إشارة الشحنة ويقاس (B) بـ (Tesla) والذي يساوي (10^4) كاوس أو (Web/m^2)

معادلة (3) تمثل حركة متذبذب توافقي بسيط Simple Harmonic Motion فالحل العام لها يكون :

$$v_x = v_\perp e^{iw_c t} = \dot{x} \dots\dots\dots (5)$$

$v_\perp$ تمثل الأنطلاق بالمستوى العمودي على $\vec{B}$.

من المعادلة (3) نجد v_y بدلالة $\dot{v}_x$

$$v_y = \frac{m}{qB}\dot{v}_x = \pm\frac{1}{w_c}\dot{v}_x \dots\dots\dots (6)$$

أن الإشارة $\pm$ تدل على نوع الشحنة

نعوض عن مشتقة v_y من معادلة (5)

$$v_y = \pm i v_\perp e^{iw_c t} = \dot{y} \dots\dots\dots (7)$$

وبتكامل المعادلتين (5) و (7) نجد الأزاحة x و y.

$$\left.\begin{aligned} x - x_o &= -i\frac{v_\perp}{w_c}e^{iw_c t} \\ y - y_o &= \pm\frac{v_\perp}{w_c}e^{iw_c t} \end{aligned}\right\} \dots\dots\dots (8)$$

$$r_L = \frac{v_\perp}{w_c} = \frac{mv_\perp}{|q|B}$$

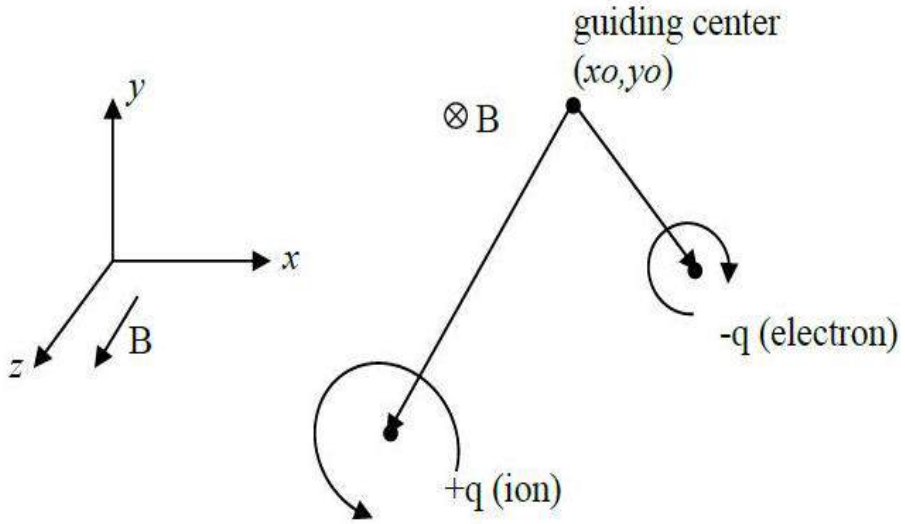
نصف قطر لارمر Larmer Radius

وبأخذ الجزء الحقيقي فقط من معادلة (8)

$$\left.\begin{aligned} x - x_o &= r_L \sin w_c t \\ y - y_o &= \pm r_L \cos w_c t \end{aligned}\right\} \dots\dots\dots (9)$$

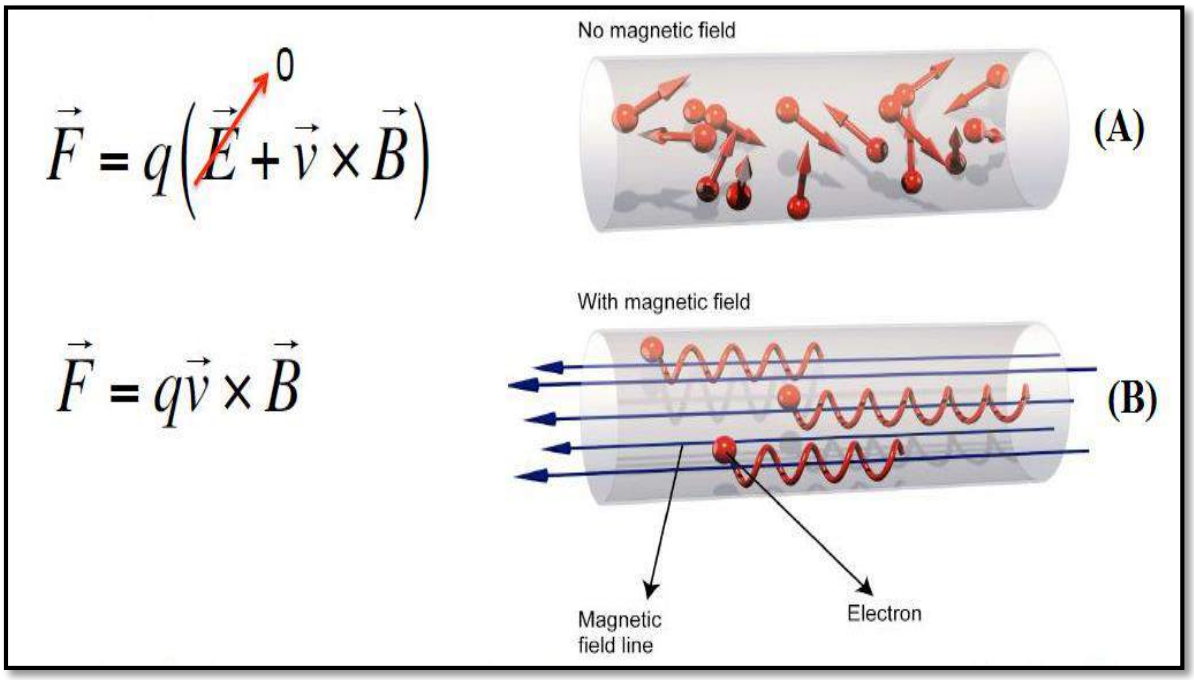
نلاحظ أن الحركة هنا هي حركة جسم على مسار دائري حول دليلي او التوجهي (x_o, y_o).

المجال المغناطيسي المتولد بوساطة الجسيمات المشحونة يعاكس أتجاه المجال المغناطيسي المسلط أي أن جسيمات البلازما تحاول تقليل المجال المغناطيسي تعمل كمادة دايامغناطيسية.



مدار لارمر في مجال مغناطيسي

Figure (1): Larmor orbits in a magnetic field.



الشكل يبين حركة الجسيمة المشحونة: (A) بدون مجال مغناطيسي ، (B) بوجود المجال المغناطيسي.

- **نصف قطر لارمر Larmor radius**

نصف قطر لارمر : هو نصف قطر الدوران للشحنة حول خطوط المجال المغناطيسي.

يمكن اشتقاق نصف قطر لارمر كالأتي:

إن القوة المؤثرة على الشحنة بتأثير المجال المغناطيسي هي:

$$F = m\frac{dV}{dt} = q(V \times B)$$

$$F = m\frac{dV}{dt} = qV_{\perp}B \quad \ldots\ldots\ldots\ldots(1)$$

$$\frac{dV}{dt} = a_m = \frac{V_{\perp}^2}{r} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(2)$$

نعوض معادلة (2) في (1) فنحصل على :

$$m\frac{V_{\perp}^2}{r} = qV_{\perp}B$$

نعوض معادلة (2) في (1) فنحصل على :

$$m\frac{V_{\perp}^2}{r} = qV_{\perp}B$$

$$m\frac{V_{\perp}}{r} = qB$$

$$r_L = \frac{m}{qB}V_{\perp}$$

بما إن :

$$\omega_C = \frac{qB}{m}$$

إذاً:

$$r_L = \frac{V_\perp}{\omega_C}$$ نصف قطر لارمر

إذ ان :

m :كتلة (الأيون أو الإلكترون)

$V_\perp$:السرعة العمودية

ω_c:التردد الدوراني

ملاحظة:

- إن نصف قطر لارمر للأيون أكبر من نصف قطر لارمر للإلكترون بسبب كتلته الكبيرة و لكن عدد الدورات بالثانية الواحدة (التردد) أقل لنفس السبب.
- عندما نضع البلازما في المجال المغناطيسي نهمل التصادم , لأن المجال المغناطيسي يجعل الجسيمات تتحرك حركة دورانية بأنصاف أقطار تختلف عن بعضها فلا تتصادم.

بالإضافة إلى هذه الحركة ، هناك مركبة سرعة (vz) في الاتجاه B ولا تتأثر بـ B. لذلك ، فإن مسار الجسيمات المشحونة في الفضاء(الحالة العامة) هو بشكل عام لولب او حلزون.

2. وجود مجال مغناطيسي وكهربائي

عند تسليط مجال كهربائي إضافة الى المجال المغناطيسي فان الحركة ستكون مجموع التأثيرين أي ستكون حركةلارمر دائرية إضافة الى الانجراف لمركز التوجيه بسب المجال الكهربائي. فأن معادلة الحركة تعطى بالشكل الاتي:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

ليكن المجال الكهربائي يقع في المستوي (x-z)، بحيث تكون E_y=0.

فان مركبة السرعة v_z هي:

$$m\frac{dv}{dt} = q(E + v \times B)v_z \qquad (\vec{v} \times \vec{B}) \text{ in } z \text{ direction is zero}$$

So $$\frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m}E_Z$$

وبالتكامل فان مركبة السرعة باتجاه z هي:

$$v_z = \frac{qE_Z}{m}t + v_{z\circ} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

وهي حركة متسارعة وفق الاتجاه B.

ان المركبات الاخرى للسرعة هي:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{m}E_x \pm w_c v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= 0 \mp w_c v_x \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots (3)$$

وبمفاضلة المعادلة (3) (بأعتبار E= constant $\neq 0$) نحصل على:

$$\left.\begin{aligned} \ddot{v}_x &= -\omega_c^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= \mp\omega_c\left(\frac{q}{m}E_x \pm \omega_c v_y\right) = -\omega_c^2\left(\frac{E_x}{B} + v_y\right) \end{aligned}\right] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

ويمكن كتابة المعادلة الاخيرة بالشكل:

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(v_y + \frac{E_x}{B}\right) = -\omega_c^2\left(v_y + \frac{E_x}{B}\right)$$

وهذه المعادلة لها شكل المعادلة (2) بعد تبديل (v_y) بـ (v_y+E_x/B) وبالتالي تصبح المعادلة (4) بالشكل الاتي:

$$\left.\begin{aligned} v_x &= v_\perp e^{i\omega_c t} \\ v_y &= \pm i v_\perp e^{i\omega_c t} - \frac{E_x}{B} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

اي ان حركة لارمر هي كما في الحالة السابقة وانما هناك حركة انجراف لمركز التدوير (التوجيه) وفق الاتجاه Y (E_x>0) كما في الشكل (2).

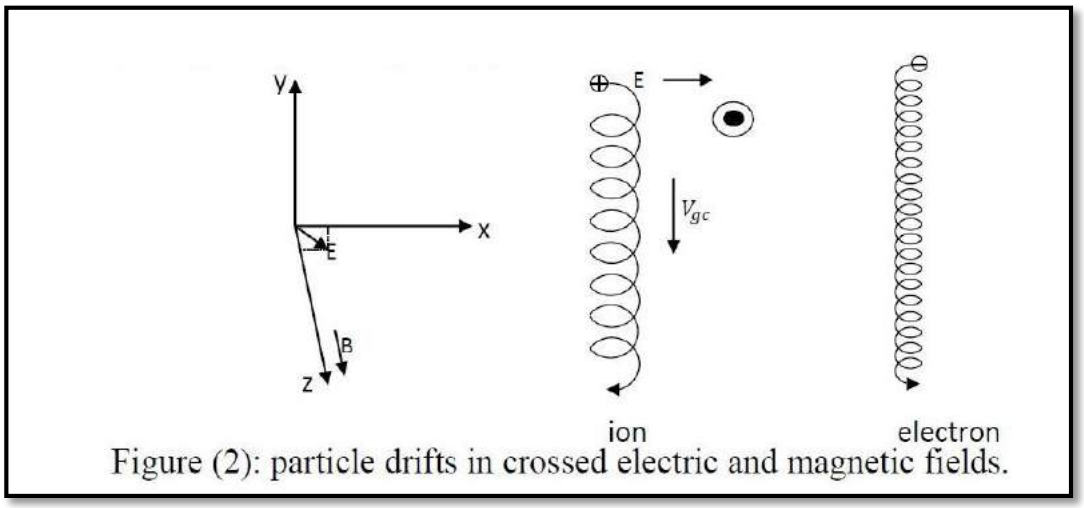


Figure (2): particle drifts in crossed electric and magnetic fields.

لايجاد صيغة عامة لسرعة مركزالتوجيه (V_{gc}) نحل معادلة (1) بالشكل المتجهي. يمكن ترك الحد $(m\ dv/dt)$ في هذه المعادلة مبدئياً لانه يعطي الحركة الدائرية دات التردد (ωc) عندئذ تصبح المعادلة (1) بالشكل الاتي:

$$q\left(\vec{E}+\vec{v}\times\vec{B}\right)=0\rightarrow\vec{E}+\vec{v}\times\vec{B}=0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

نضرب هذه العلاقة متجهياً بـ (B) فنجد:

$$\vec{E}\times\vec{B}+\left(\vec{v}\times\vec{B}\right)\times\vec{B}=0\ \rightarrow\vec{E}\times\vec{B}=\vec{B}\times\left(\vec{v}\times\vec{B}\right)$$

وذلك من العلاقة:

$$\vec{A}\times(\vec{B}\times\vec{C})=\vec{B}(\vec{A}\cdot\vec{C})-\vec{C}(\vec{A}\cdot\vec{B})$$

بذلك تصبح بالشكل الاتي:

$$\vec{E}\times\vec{B}=B^2\vec{v}-\vec{B}\left(\vec{v}\cdot\vec{B}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

المركبات العمودية لهذه المعادلة هي:

$$v_{\perp gc}=\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B^2}\equiv\vec{v}_E \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

تعرف (v_E) تسمى هذه السرعة بالسرعة الانجرافية لمركز التوجيه وهي ناتجة عن المجال الكهربائي الثابت.

$$v_E = \frac{E\left(\frac{V}{m}\right)}{B(tesla)} \; \frac{m}{s} \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9)$$

هذة السرعة (v_E) هي سرعة انجراف مركز التدوير(التوجيه) وهي لا تعتمد على الشحنة ولا الكتلة والانطلاق .من ملاحظة الشكل(2) نرى اختلاف قطر الدوران (لارمر) وتفسير ذلك أنة في النصف الأول من الدوران الايون يكتسب طاقة من المجال الكهربائي وبهذا يزداد انطلاقة وبالتالي نصف قطر دورانه (يزداد) لكن عند النصف الثاني يفقد طاقته ويقل انطلاقة ونصف قطر دورانه هذا الاختلاف في مقدار نصف القطر في نصف الأول والثاني من الدوران يودي الى الانجراف . في حالة الإلكترون السالب الذي يدور عكس الايون الموجب فأنة يحدث له نفس الشى لكن عكس الحالة فانة يفقد في الوقت الذي يكتسب الايون الموجب الطاقة لكن اتجاه الانجراف يكون نفس الاتجاه. الجسيمات التي لها نفس الانطلاق لكنها تختلف في الكتلة يكون نصف قطر دورانها مختلف فالجسيم الذي كتلته قليلة يكون نصف قطر دورانه صغير وبالتالي انجرافه قليل.

3. تأثير مجال الجاذبية

يمكن تطبيق النتيجة السابقة على قوى اخرى بتبديل (qE) في المعادلة (1) بقوة اعم (F). عندئذ يكون انجراف مركز التوجيه الناتج عن (F) بالشكل:

$$\vec{v}_f = \frac{1}{q}\frac{\vec{F}\times\vec{B}}{B^2} \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

عندما تكون (F) هي قوة الجاذبية (mg) تنشأ سرعة الانجراف:

$$\vec{v}_g = \frac{m}{q}\frac{\vec{g}\times\vec{B}}{B^2} \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

وهي مشابهة للسرعة الانجرافية (v_E) (بسبب المجال الكهربائي) بحيث انها عامودية على كل من القوة و (B) ولكنها تختلف مهم هم ان السرعة الانجرافية (v_g) (بسبب الجذب الارضي) تتعلق

بأشارة الشحنة (q). تتحرك الالكترونات والايونات بتأثير قوة الجاذبية بحركة انجرافية بأتجاهين مختلفين وبالتالي ينشأ في البلازما تيار ذو كثافة(j):

$$\vec{j} = n(M+m)\frac{\vec{g}\times\vec{B}}{B^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

السبب الفيزيائي لهذه الحركة ايضاً هو التغيير في نصف قطر لارمر (r_L) عندما تكتسب الجسيمة الطاقة او تخسرها في مجال الجاذبية، تدور الالكترونات بأتجاه معاكس لدوران الايونات ولكن تكون القوة المطبقة عليهما ثابتة الجهة كما في الشكل (3).

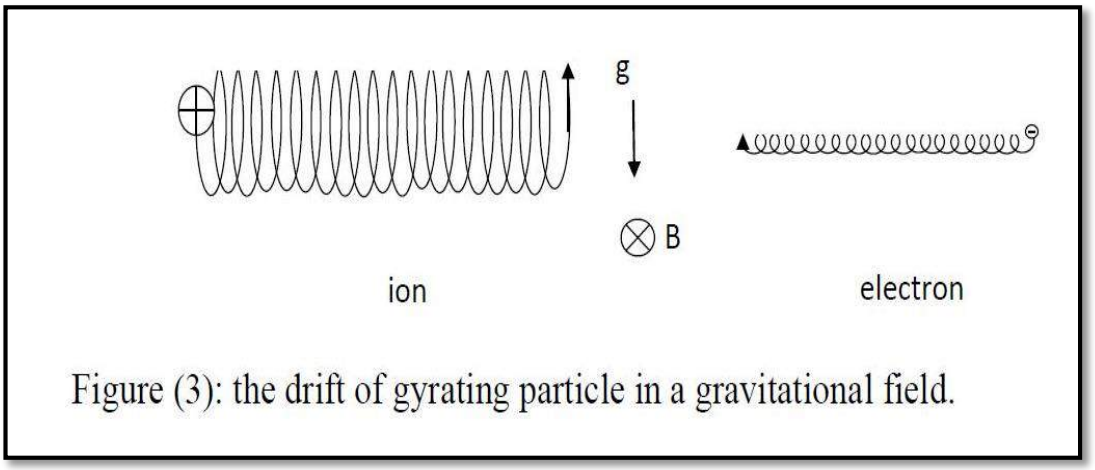


Figure (3): the drift of gyrating particle in a gravitational field.

ولذلك تكون الحركة الانجرافية في اتجاهين مختلفين. وتكون قيمة (v_g) عادة صغيرة يمكن اهمالها ولا تتعلق بالكتلة. ولكن عندما تكون خطوط القوة منحنية فان هناك تأثير لقوة الجاذبية بسبب نشوء القوة المركزية ، وعندها لا نهمل (v_g) وتكون هذه القوة غير مرتبطة بالكتلة (m) . وهذه القوة المركزية المشار اليها هي السبب في اللااستقرارات في البلازما وتدعى لا استقرارات الجاذبية وهي مستقلة عن مفهوم الجاذبية الارضية.