

الباب الرابع عشر

ديناميكا الالكترونات

بند ١٢٣ - مقدمة :

إن أغلب معلوماتنا عن بناء المادة مستق من دراسة حركة الجسيمات المشحونة في المجال الكهرومغناطيسي سواء أكانت هذه الجسيمات إلكترونات أو أيونات .

ونعالج في هذا الباب حركة الجسيمات المشحونة في مجال كهربى أو مغناطيسى ولما كان تأثير قوى مثل هذين المجالين على حركة الجسيمات المشحونة أكبر بكثير من قوى الجذب النيوتونى بينها فإننا سنهمل هذا الجذب الاخير بالقياس لقوى المجالين الكهربى والمغناطيسى .

المجال الكهروستاتيكى :

سنعالج المجالات الاستاتيكية وهى المجالات التى لا تتغير مع الزمن . وننشأ مثل هذه المجالات الاستاتيكية من شحن كهربية ساكنة فى مكثفات مثلا أو من مرور تيار كهربى ثابت فى سلك أو من مغناطيس ساكن ويمثلها مجموعة من خطوط القوى كما سبق شرحه فى المجال النيوتونى .

ويؤثر المجال الكهروستاتيكى فى كل نقطة من نقط الفراغ بقوة \mathbf{E} على وحدة الشحن الكهربائية إذا وضعت فى تلك النقطة وهو ما يسمى بشدة المجال الكهربى وهى دالة فى الموضع وعلى هذا تعطى قوة المجال \mathbf{F} المؤثرة على شحنة q بالمعادلة الآتية :

$$\mathbf{F} = q \mathbf{E} \quad \dots \dots \dots (1)$$

كما أن للمجال دالة جهد V ترتبط بشدة المجال بالمعادلات الآتية :

$$\left. \begin{aligned} E_x &= - \frac{\partial V}{\partial x} \\ E_y &= - \frac{\partial V}{\partial y} \\ E_z &= - \frac{\partial V}{\partial z} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

وتخضع دالة الجهد V لمعادلة لابلاس ، التفاضلية كما أوضحنا في البند ١٢٢

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad \dots \dots \dots (3)$$

المجال المغناطيسي الاستاتيكي :

وبالمثل يؤثر المجال المغناطيسي الاستاتيكي على الشحن الكهربية المتحركة فيه بقوى تنوقف على شدة المجال H في النقطة التي تحتلها الشحنة وعلى مقدار الشحنة q وعلى سرعتها v وقد دلت التجارب العملية على أن هذه القوة F تخضع لحاصل الضرب الاتجاهي الآتي :

$$F = q v \times H \dots \dots \dots (4)$$

كما أن للمجال دالة جهد Ω ترتبط بشدة المجال بالمعادلات الآتية :

$$\left. \begin{aligned} H_x &= - \frac{\partial \Omega}{\partial x} \\ H_y &= - \frac{\partial \Omega}{\partial y} \\ H_z &= - \frac{\partial \Omega}{\partial z} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

وتخضع دالة الجهد Ω لمعادلة لابلاس ، التفاضلية كحالة الجهد

الكهروستاتيكي والجهد النيوتوني :

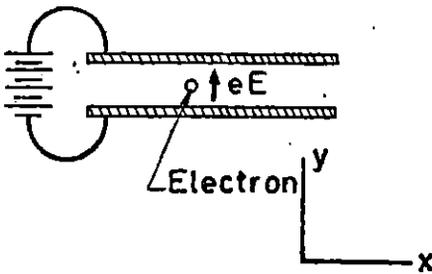
$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = 0 \quad \dots \dots (6)$$

وفي حالة الحركة في مجال كهرومغناطيسي تعطى المعادلتان (1) ، (4) معصلة قوى المجال على جسيم كتلته m مشحون بشحنة q وبتطبيق قانون نيوتن الاساسي للحركة نحصل على المعادلة التفاضلية لحركة هذا الجسيم على النحو التالي

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{H} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \quad \dots \dots (7)$$

وسوف نعتبر كتلة الجسيم m ثابتة وسنرجىء الاخذ بتغير الكتلة إلى ما بعد نظرية النسبية الخاصة (أنظر كتاب ديناميكا الاجسام المتماثلة للدولف) إذ أن أثر هذا التغير لا يعدو محوسا إلا إذا تجاوزت سرعة الجسيمات ربع سرعة الضوء مثلا .

بند ١٢٤ - حركة اليكترون في مجال كهروستاتيكي متوازي منتظم :



شكل (١٢٧)

لوحيت فرق الجهد بين لوحى مكثف متوازيين المسافة بينهما صغيرة بالنسبة لمساحة اللوحين نشأ بينهما مجال متوازي منتظم تماما، خطوط قواه على اللوحين . وعلى هذا فأى جسيم

مشحون يتواجد بين اللوحين يتأثر بقوة $q\mathbf{E}$ من المجال تعمل في الاتجاه العمودى على اللوحين (شكل ١٢٧) .

فلو قذف الإلكترون شحنته \ominus بسرعة ابتدائية v_0 تيميل α على الأفقى بين اللوحين فإن حركته تشبه حركة القذيفة المطلقة في الجو تحت تأثير الجاذبية الأرضية فقط (أى بإهمال مقاومة الهواء) وفي هذه الحالة تناظر قوة المجال $e E$ قوة الجاذبية $-mg$ في حالة القذوف وبذا يمكن استخدام نتائج دراستنا لحركة المقذوفات في الباب الأخير

$$\therefore \left. \begin{aligned} \dot{x} &= v_0 \cos \alpha & , & \quad \dot{y} = v_0 \sin \alpha + \frac{e E}{m} t \\ x &= (v_0 \cos \alpha) t & , & \quad y = (v_0 \sin \alpha) t + \frac{e E}{2 m} t^2 \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

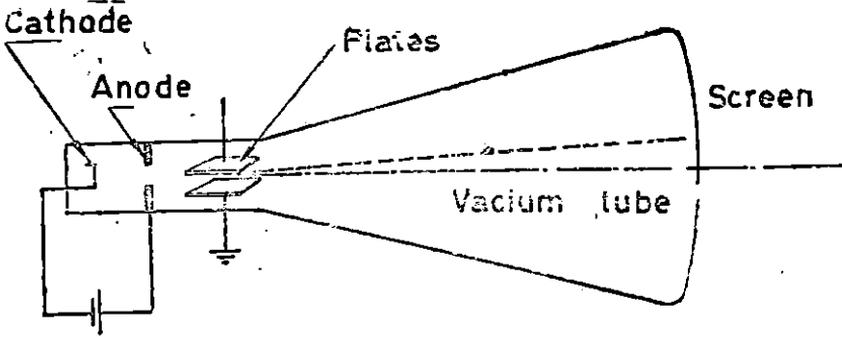
وبحذف t بين المعادلتين الأخيرتين نحصل على المعادلة الكرتيزية لمسار الإليكترون

$$y = x \tan \alpha + \frac{e E}{2 m} \cdot \frac{x^2}{v_0^2 \cos^2 \alpha} \dots \dots (9)$$

وهي تمثل قطعاً مكافئاً محوره رأسى ومقلوب إلى أعلى . ويمثل الحد الأخير بالطرف الأيمن من المعادلة (9) الانحراف الرأسى للإليكترون عن المسار الابتدائى لمساره .

أنبوبة أشعة المهبط (Cathode ray tube)

وسنطبق نتائج هذه الدراسة على مسألة غاية في الأهمية تلك هي حركة الإليكترونات في أنبوبة أشعة المهبط الميينة بشكل (١٢٨) .



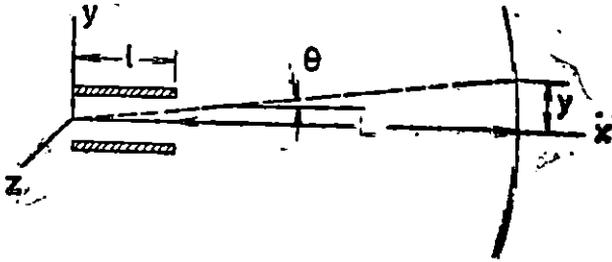
شكل (١٢٨)

عندما يستن المهيط cathode أشع منه الكترونات تنجذب نحو المصعد anode الموجب بواسطة الجذب الكهروستاتيكي ويمر بعض هذه الاليكترونات من فتحة المصعد لتدخل بين لوحى المكثف بسرعة أفقية v_0 وفى فترة وجود الالإيكترون بين اللوحين فإنه يتخذ مسار القذيفة المعطى بالمعادلات (8) ، (9) التى تؤول فى حالتنا هذه وفيها ($\alpha = 0$) إلى :

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= v_0 & , & \dot{y} = \frac{eE}{m} t \\ x &= v_0 t & , & y = \frac{eE}{2m} t^2 \end{aligned} \right\} \dots (8-a)$$

$$y = \frac{eE x^2}{2mv_0^2} \dots \dots (9a)$$

وبعد خروج الإليكترون من بين اللوحين يوالى سيره فى خط مستقيم بمسار السابق المعطى بالمعادلة (9 - a) حتى يسطدم بشاشة فسفورية يضىء موقع الإليكترون عليها لفترة قصيرة بحيث يراه مشاهد من الخارج . وسوف نستنتج العلاقة بين موقع إصابة الإليكترون للشاشة الفسفورية وبين فرق الجهد على لوحى المكثف (شكل ١٢٩)



شكل (١٢٩)

ويمكن حساب الانحراف الرأسى Δy لمسار الإلكترون عند مغادرته منطقة
اللوحين أى عندما ($x = l$) بالتعويض فى المعادلة (٨ - ٥)

$$\Delta y = \frac{eE l^2}{2m v_0^2} \quad \dots \dots (10)$$

كما تعطى المركبة الرأسية للسرعة من المعادلات (٨ - ٥)

$$\dot{y} = \frac{e E l}{m v_0}$$

وعلى هذا فزاوية ميل المماس لمسار الإلكترون عند مغادرته منطقة اللوحين

تعطى بالمعادلة

$$\tan \theta = \frac{\dot{y}}{x} = \frac{e E l / m v_0}{v_0} = \frac{e E l}{m v_0^2} \quad \dots \dots (11)$$

وبعد هذه النقطة يسير الإلكترون فى خط مستقيم ميله θ وبذا يحقق انحرافاً

رأسياً آخر خلال المسافة L (شكل ١٢٩) إلى أن يصدم الشاشة ومقدار هذا

الانحراف هو

$$L \tan \theta = \frac{e E / L}{m v_0^2} \quad \dots \dots (12)$$

وبجمع الانحرافين (10) ، (12) نحصل على الانحراف الكلى

$$y = \frac{e E / L^2}{2m v_0^2} + \frac{e E / L}{m v_0^2} = \left[\frac{e / L^2}{2m v_0^2} + \frac{e / L}{m v_0^2} \right] E$$

$$= C_1 E \quad \dots \dots (13)$$

وعلى هذا فلو أطلقنا تيار مستمر من الالكترونات بسرعة v_0 فإنه يصيب الشاشة في نقطة على ارتفاع y من محور الجهاز محدثا نقطة مضيئة ويتوقف موضع النقطة المضيئة y على شدة المجال E وهذه بدورها تتوقف على فرق الجهد بين اللوحين V وعلى هذا فالانحراف y للنقطة المضيئة يمكن أن يتخذ مقياسا لفرق الجهد بين اللوحين فلو تذبذب فرق الجهد V لتذبذب تبعاً لذلك موضع النقطة المضيئة على الشاشة في الاتجاه y .

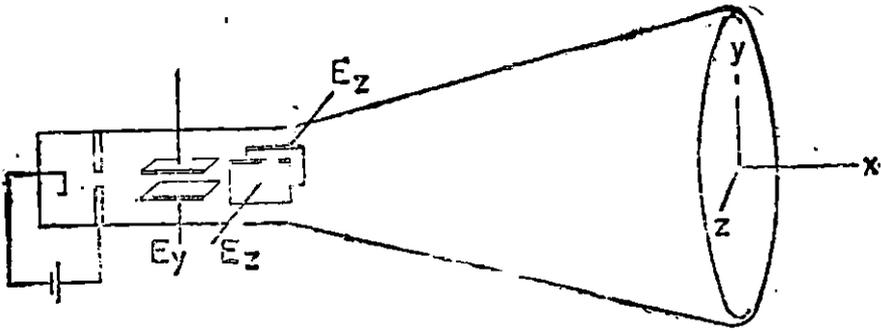
ولو أضفنا للجهاز لوحان متعامدان على اللوحين السابقين (شكل ١٣٠) فإنها يحملان الالكترونون ينحرف في اتجاه عمودى عليهما أى في اتجاه z تبعاً للمعادلة

$$z = C_2 E_z \quad \dots \dots (13 - a)$$

حيث E_z هى شدة مجال اللوحين الجديدين . وعلى هذا فحركة النقطة المضيئة على الشاشة تتمين بالمعادلتين

$$y = C_1 E_y \quad , \quad z = C_2 E_z$$

وعلى سبيل المثال لو تذبذب المجالان تبعاً للمعادلتين



شكل (١٣٠)

$$E_y = A \sin \omega t \quad , \quad E_z = B \cos \omega t \quad \dots \quad (13 - b)$$

فإن مسار النقطة المضيئة على الشاشة يكون قطعاً ناقصاً معادله

$$\frac{y^2}{C_1^2 A^2} + \frac{z^2}{C_2^2 B^2} = 1$$

حيث يظهر هذا المسار على الشاشة كمنحنى مضيء .

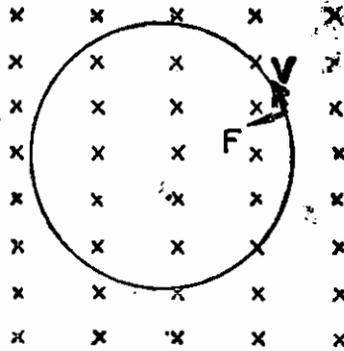
وإذا اختلف التردد الزاوي للمجال E_y عنه للمجال العمودي E_z في المعادلتين (13 b) أمكن الحصول على ما يسمى بأشكال د ليساجور : على الشاشة عندما يكون أحد الترددين ضعف أو ثلاثة أمثاله أو أى نسبة صحيحة من الآخر (أنظر البند ٩٤ شكل ٩٤) حيث أمكن الحصول على هذه الأشكال من نموذج ميكانيكى تركيب حركتين - اقيمتين متعامدتين .

وهل العموم إذا كانت E_z معرفة فإن E_y يمكن معرفتها من الأشكال المرسومة على شاشة الأنبوبة - ويسمى هذا الجهاز براسم الذبذبات (Oscilloscope) ويمكن استخداماته في قياس أى كمية يمكن تحويلها لفرق جهد . ففي الاستخدام العملى لهذا الجهاز يهمل E_z دالة جهد على شكل أسنان

المشار (شكل ١٢٥) مما يجعل الإلكترون ينحرف في الاتجاه الموجب لمحور z فقط هذا ويضع الجهد المطلوب دراسته على اللوحين الآخرين E_y . فإذا كانت E_y دورية فإنه يمكن بضبط تردد E_z تكوين صورة ثابتة لأشكال الشاشة تعيننا على تفسير المجال المجهول.

بند ١٢٥ - حركة اليكترون في مجال مغناطيسي منتظم ومتوازي :

يمثل شكل (١٣١) مجالاً مغناطيسياً منتظماً وعمودياً على مستوى الورقة إلى داخلها شدته H . قذف في هذا المجال إلكترونيا بسرعة أفقية v_0 في مستوى الورقة والمطلوب تعيين مسار الإلكترون.



شكل (٣١)

يؤثر المجال على الإلكترون بقوة F تخضع لحاصل الضرب الاتجاهي المعطى بالمعادلة (4) ومنها يتبين أن القوة المؤثرة على الإلكترون تتعامد على اتجاه شدة المجال H ولذا فهو واقعة في مستوى الورقة كما تتعامد على السرعة v . ونظراً لوقوع متجهي السرعة الابتدائية v_0 والقوة F_0 في مستوى الورقة فإن المسار يقع بأكمله في مستوى الورقة والطريقة الإحداثية المناسبة

لهذه الحالة هي التحايل في اتجاه المجال والعمودي على المسار ومنه يعطى قانون نيوتن ما يأتى :

$$m v \frac{dv}{ds} = 0 \quad \dots \dots \dots (14)$$

$$m \frac{v^2}{\rho} = e v H \quad \dots \dots \dots (15)$$

من المعادلة (14) نستنتج أن السرعة ثابتة وتساوى قيمتها الابتدائية v_0 .

ثم بالتعويض في المعادلة (15) ينتج أن

$$\rho = \frac{m v_0}{e H} = \text{const} \quad \dots \dots \dots (16)$$

ومنه يتضح أن المسار دائرة نصف قطرها $\left(\frac{m v_0}{e H} \right)$

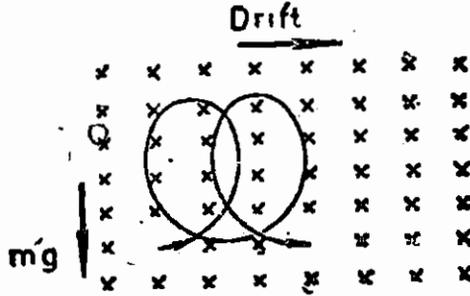
وإذا كان لسرعة قذف الإلكترون v_0 مركبة عمودية على الورقة فإن هذه المركبة لا تسبب ظهور قوة لمجال على الايمكترون لتوازي هذه المركبة مع متجه المجال H . وبالتالي تتحرك هذه المركبة العمودية على الورقة ثابتة أثناء الحركة وتبعاً لذلك يؤول المدح الدائرى إلى مسار لولبى مسقطه على الورقة دائرة يتعين نصف قطرها من المعادلة (16).

$$\rho = \frac{m v_0'}{e H} \quad \dots \dots \dots (17)$$

حيث v_0' هي مركبة سرعة قذف فى مستوى الورقة . وواضح من المعادلة (17) أنه كلما ازدادت عدة المجال H نقص نصف قطر المسار اللولبى ρ

بند ١٢٦ - حركة الإلكترون في مجالين متعامدين:

إذا أدخل أثر وزن الإلكترون mg وهر رأسى إلى أسفل على حركة الإلكترون في مجال مغناطيسى H عمودى على الورقة وقع الإلكترون تحت



شكل (١٢٢)

شكل (١٢٢)

تأثير قوة $e v H$ عمودية على المسار إلى الداخل ، mg رأسيا إلى أسفل وكلاهما في مستوى الورقة بالتحليل في الاتجاهين الأفقى والرأسى يعطى قانون نيوتن ما يأتى :

$$\left. \begin{aligned} m \ddot{x} &= -e H v \sin \psi \\ m \ddot{y} &= e H v \cos \psi - mg \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

حيث ψ هى زاوية ميل المماس على الأفقى

$$\left. \begin{aligned} \therefore \ddot{x} &= -\frac{e H}{m} \dot{y} \\ \ddot{y} &= \frac{e H}{m} \dot{x} - g \end{aligned} \right\} \dots (19)$$

بتكامل أولى المعادلتين (19) نحصل على

$$\dot{x} = v_0 - \frac{e H}{m} y \dots (20)$$

بالتعويض في ثمانية المعادلتين (19) نحصل على

$$\ddot{y} = - \frac{e^2 H^2}{m^2} y + \left(\frac{eH}{m} v_0 - g \right) \quad \dots \dots (21)$$

والحل العام لهذه المعادلة التفاضلية هو

$$y = A \cos \left(\frac{eH}{m} t + \varepsilon \right) + \left(\frac{eH v_0}{m} - g \right) / \frac{e^2 H^2}{m^2}$$

ويتعين ثابتا التكامل A , ε عن أحوال بداية الحركة وهي

$$\text{at } t = 0 , y = 0 , \dot{y} = 0$$

$$\therefore \varepsilon = 0 , A = - \left(\frac{eH}{m} v_0 - g \right) / \frac{e^2 H^2}{m^2}$$

وبذا يصير الحل العام للمعادلة تفاضلية (21) هو

$$y = \left(\frac{m v_0}{eH} - \frac{m^2 g}{e^2 H^2} \right) \left[1 - \cos \left(\frac{eH}{m} t \right) \right] \quad \dots \dots (22)$$

وبالتعويض من (22) في (20) نحصل بالنسبة للزمن نحصل على العلاقة بين

x , t وهي

$$x = \frac{m g}{e H} t + \left(\frac{m v_0}{e H} - \frac{m^2 g}{e^2 H^2} \right) \sin \left(\frac{eH}{m} t \right) \quad \dots (23)$$

والمعادلتان (22) ، (23) تمثلان لجورة البارامترية لمسار الإلكترون ويمكن

وضعهما على الصورة المبسطة

$$\left. \begin{aligned} x &= at + b \sin pt \\ y &= b - b \cos pt \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots (24)$$

وبانعدام الثابت a تعطى المعادلتان (24) مسارا دائريا وإحداثيات المركز

هي (0, b) ونصف القطر هو b. أما إذا اعتبرنا في حالة صفر a المسار دائريا على وجه التقريب فإن إحداثيات مركز الدائرة تصبح

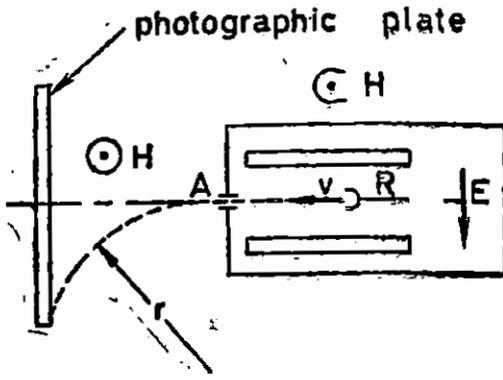
$$\left. \begin{aligned} x_0 &= a t \\ y_0 &= b \end{aligned} \right\} \dots \dots (25)$$

بما يجعل هذا المركز يتحرك على خط أفقي بسرعة a (شكل ١٣٢) . ويمكن استبدال المجال المغناطيسي بمجال كهربائي رأسى شدته E وقوته على الإلكترون eE تحمل محل اوزن m g في جميع النتائج السابقة دون الحاجة إلى إعادتها فمعادلات المسار تصبح

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{E}{H} t + \left(\frac{m v_0}{e H} - \frac{m E}{e H^2} \right) \sin \left(\frac{e H t}{m} \right) \\ y &= \left(\frac{m v_0}{e H} - \frac{m E}{e H^2} \right) \left[1 - \cos \left(\frac{e H t}{m} \right) \right] \end{aligned} \right\} \dots (26)$$

بند ١٢٧ - حركة الإلكترون في مجال كهربائي ومغناطيسي :

نتائج فيما يلي حركة إلكترون مغرض لمجال كهربائي منتظم E وآخر مغناطيسي H منتظم كذلك ويتعامد على الأول (شكل ١٣٣) . اعتبر المجال الكهربائي E رأسيا إلى أسفل والمجال المغناطيسي H عموديا على مستوى الورقة إلى الخارج ومن مصدر مشع R بين لوحين متوازيين بينهما فرق جهد كهربائي تنبعث الإلكترونات في كل اتجاه وبسرع مختلفة ومن بين هذه الإلكترونات جميعا نتابع ما كان منها مساره أفقيا أى مطابقا لمحور الجهاز .



شكل (١٢٣)

أثناء حركة الإلكترون بين "لوحين" يتعرض لقوة رأسية إلى أعلى من تأثير المجال الكهربائي مقدارها eE حيث e شحنة الإلكترون بينما يؤثر المجال المغناطيسي عليه بقوة رأسية إلى أسفل مقدارها $e v H$ (أنظر المعادلة 4) وفي حالة تماثل هاتين القوتين يسير الإلكترون في خط مستقيم أفقي بسرعة تتعين من هذا الشرط

$$eE = e v H$$

$$\therefore v = \frac{E}{H} \quad \dots \dots (27)$$

والجهاز مزود بفتحة A وعملة على محوره ومنها تخرج الإلكترونات التي تسير بالسرعة السابقة فقط وهل ذلك فالجهاز بوضعه هذا يقذف إلكترونات من فتحة A بسرعة أفقية v معينة وتتوقف على شدة المجالين المتعامدين H, E حسب المعادلة (27).

وبعد خروج الإلكترون من المجال الكهربائي المحصور بين لوحى الجهاز يتعرض للمجال المغناطيسي H عمودى على الورقة فقط وهو بذلك يتحرك في

دائرة نصف قطرها r بسرعة ثابتة المقدار تبعا للبند ١٢٥ ومن المعادلة (15)

$$\frac{m v^3}{r} = e v H$$

$$\dots \quad \frac{e}{m} = \frac{v}{r H} \quad \dots \dots (28)$$

ومن هذه المعادلة تتعين النسبة بين شحنة الإليكترون e وكتلته m وذلك بقياس نصف القطر r لدائرة مسار الإليكترون (شكل ١٢٣) وذلك لسرع

قذف v مختلفة باختلاف النسبة $\frac{E}{H}$ للمجالين المتعامدين .

ولقد دلت نتائج هذه التجربة على وجود تغير في النسبة $(\frac{e}{m})$ بتغيير سرعة القذف v . ومن الممكن إرجاع هذا التغير إلى تغير e أو تغير m أو كلاهما غير أن نظرية النسبية الخاصة (أينشتين ١٩٠٥ أنظر كتاب المؤلف ديناميكا الأجسام المتحركة) قد أثبتت أن الكتلة هي التي تتغير بتغير السرعة وليس الشحنة . وما يجدر ذكره أن د طومسون ، أثبت في ١٨٨١ زيادة الكتلة الظاهرية للجسيمات المشحونة بزيادة السرعة وذلك على أسس نظرية ودعمتها نتائج تجريبية لكل من د كوفمان ، في ١٩٠١ و د بوشر ، في ١٩٠٩ واتفق قياسات الأخير مع نظرية النسبية الخاصة لاينشتين في أن الكتلة الظاهرية m لجسيم متحرك بسرعة v تخضع للمعادلة الآتية

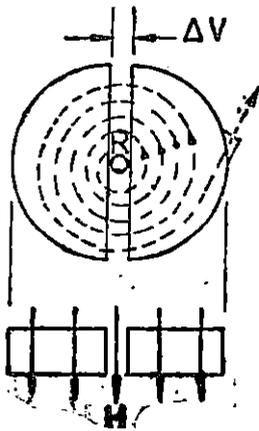
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \quad \dots \dots (29)$$

حيث m_0 كتلة الجسيم ساكنا و c سرعة الضوء وهي ٣٠٠.٠٠٠ كم/ث .

وتبعاً للمعادلة (29) تزيد كتلة الجسم m بمقدار $\frac{1}{2}$ فقط إذا تعذت سرعته 0.000٤ كم / ث. لذا يمكن إهمال تغير الكتلة فيما سبق من دراسات لحركة الإلكترون مرجحاً. أما هذا التغير للحركات السريعة جداً.

تختلف النسبة $\left(\frac{e}{m}\right)$ لأنظار منحصر توحيد ويختلف تبعاً لذلك نصف قطر دائرة المسار r حسب المعادلة (28) وبمثل هذه التجربة يمكن فصل النظائر فيما يسمى مطياف الكتلة (mass spectrometer).

بند ١٢٨ - السيكلوترون (cyclotron) :



شكل (١٣٤)

يبين شكل (١٣٤) الفكرة الأساسية لجهاز السيكلوترون وهو يتكبد من نصف صندوق اسطوانى موضح فى مجال مغناطيسى منتظم H كاهر موضح بالشكل . لو دخل الصندوق جسم شحنته e وسرعته v فى مستوى الصندوق فسوف يتعرض لقوة المجال المغناطيسى F المعطاه بحاصل الضرب الاتجاهى

$$F = e v \times H$$

وتبعاً لهذه القوة يدور الجسم فى

دائرة بنصف قطر مناسب لسرعة (المعادلة (16) بالبند ١٢٥) . وبوضع فرق جهد كهربى ΔV بين نصفي الصندوق فإن الجسم يتلقى عند انتقاله من أحد النصفين إلى النصف الآخر دفعة تكسبه زيادة فى السرعة مناسبة لفرق الجهد

ΔV . وبإدخال مذبذب على الجهاز بحيث يتغير فرق الجهد ΔV دوريا بما يتفق مع مرور الجسم من أحد نصفي الجهاز إلى النصف الآخر فإن سرعة الجسم تتلقى زيادتين في كل دورة برودة في كل مرة نصف قطر المسار تبعاً للمعادلة (10) ومن المعادلة ذاتها يتضح أن زمن الدورة τ ثابت وغير متوقف على السرعة

$$\tau = \frac{2\pi}{v/\rho} = \frac{2\pi m}{eH} \quad \dots \dots (30)$$

وبهذا الجهاز يمكن زيادة سرعة الجسم زيادة كبيرة وتوسيع حلقات مساره بحيث يمكن استخدامه كقذيفة لقذف نوى عناصر أخرى لإحداث إنشطار نووي بها إلى غير ذلك . ولقد اعتبرت الكتلة ثابتة في هذه الدراسة غير أنه إذا زادت السرعة زيادة كبيرة فإن تغير الكتلة يدخل في الاعتبار تبعاً للمعادلة (20) ويتخذ الحساب في هذه الحالة .

تمرينات

١) في جهاز راسم الذبذبات المبين بشكل (١٣٠) أو تذبذب المجالان المتعامدان تبعاً للمعادلتين

$$E_y = A \cos (\omega t + \alpha)$$

$$E_z = B \cos (\omega t + \beta)$$

عين شكل الذبذبة على شاشة الجهاز عندما تكون $\alpha = \beta$ أو $\alpha = 2\beta$.

٢) في المسألة السابقة عين شكل الذبذبة على الشاشة إذا اختلفت β عن α

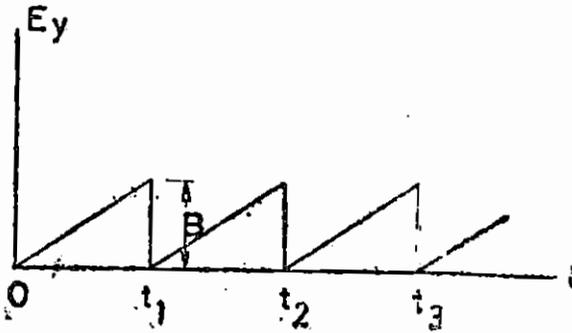
بمقدار $\frac{\pi}{2}$ أو $\frac{\pi}{4}$.

٣) في جهاز راسم الذبذبات المبين بشكل (١٣٩) لو تعرض الإليكترون

لمجال مغناطيسي رأسي H بالإضافة إلى المجال الكهربائي الرأسي E كما هو شكل موقع الإليكترونات على شاشة الجهاز .

ملحوظة : استخدم طومسون في ١٩١٣ هذه التجربة لإثبات وجود النظائر الممتعة بين عناصر المراد المادية .

(٤) يتغير المجال الكهربائي E_y بين أوصى جـ-از راسم الذبذبات المبين بشكل (١٣٠) تبعاً لدالة أسنان المنتشر المبينة بشكل (١٣٥) .



شكل (١٣٥)

إذا أثر مجال كهربائي E_x بين المرشحين الآخرين خاضع للمعادلة

$$E_x = E_0 \sin \omega t$$

ما هي الصورة التي تظهر على شاشة الجهاز إذا ما كانت $t_1 = \frac{2\pi}{\omega}$ وكانت الأزمنة الدورية متساوية للمجال E_y (شكل ١٣٥) .

(٥) في المعادلة السابقة ما هي الصورة التي تظهر على شاشة الجهاز إذا ما كانت

$$t_2 = \frac{4\pi}{\omega}$$