МАТЕМАТИЧКА ГИМНАЗИЈА

МАТУРСКИ РАД

из предмета физике

Електромагнетно поље и настанак електромагнетних таласа

Ученик:
МИХАИЛО ЂОРЂЕВИЋ, 4а

Ментор:
Проф. др ВОЈА РАДОВАНОВИЋ,
Физички факултет - Београд

Београд, јун 2014.

САДРЖАЈ

1. УВОД

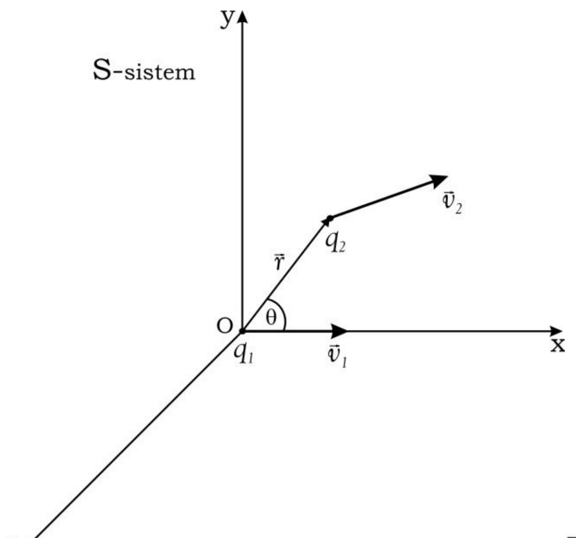
Електромагнетно поље је преносилац једне од четири фундаменталне интеракције, електромагнетне интеракције (остале интеракције су гравитациона, слаба нуклеарна и јака нуклеарна). Извори електромагнетног поља су наелектрисане честице и оно се састоји из два дела: електричног и магнетног поља, која могу да се посматрају одвојено, али су међусобно спрегнута (зависе једно од другог) и описују их основне једначине у електромагнетизму, Максвелове једначине. Максвелове једначине представљају математички уопштене, познате физичке законе. Прва Максвелова једначина $\nabla \cdot D = \rho$ је уопштење Гаусовог закона за електрично поље који гласи: *Флукс електричног поља кроз затворену површину сразмеран је укупној количини наелектрисања обухваћеној том површином.* Друга једначина $\nabla \cdot B = 0$ је Гаусов закон за магнетно поље и говори нам *да су линије магнетног поља затворене, односно не постоје магнетни монополи*. Трећа једначина $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ је диференцијални запис Фарадејевог закона о електромагнетној индукцији и гласи: *Негативна промена магнетног флукса у јединици времена кроз површину обухваћену неком контуром једнака је индукованој електромоторној сили у тој контури*. Четврта једначина $\nabla \times H = \jmath + \frac{\partial D}{\partial t}$ представља уопштени Амперов закон: *Циркулација (интеграл по затвореној контури) магнетне индукције сразмерна је укупној јачини струје која пролази кроз површину обухваћену том контуром*.

Електромагнетни талас чини електромагнетно поље које се слободно простире брзином светлости преносећи енергију. Електромагнетни таласи налазе велику примену у савременој техници, стога је неопходно познавање принципа њиховог настајања. Циљ рада је да се у општем случају опише електромагнетно поље и покаже да су убрзане наелектрисане честице извори електромагнетних таласа користећи основне физичке законе и физичке моделе које не захтевају јак математички апарат.

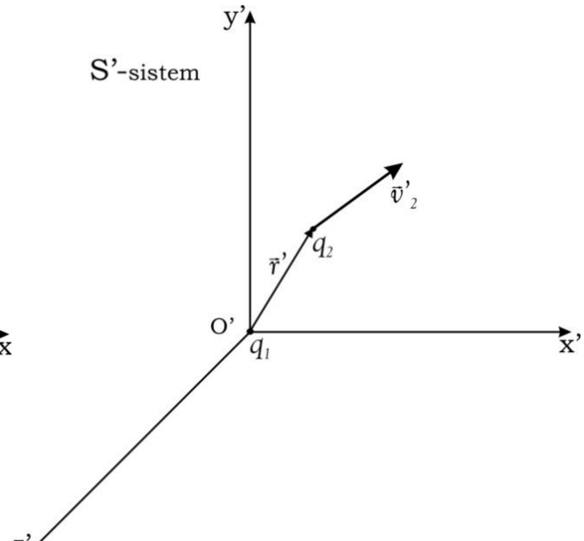
2. ТЕОРИЈСКО РАЗМАТРАЊЕ

2.1. Електромагнетно поље наелектрисања које се креће константном брзином

Како бисмо добили израз за електромагнетно поље наелектрисања које се креће константном брзином посматраћемо интеракцију два тачкаста наелектрисања q_1 и q_2 која се крећу константним брзинама v_1 и v_2 у односу на координатни систем S, код кога се правац и смер x-осе поклапају са правцем и смером вектора v_1 и q_1 се у почетном тренутку налази у координатном почетку O (слика 1). Да бисмо израчунали силу (помоћу које ћемо одредити поље) којом наелектрисање q_1 делује на наелектрисање q_2 у систему S, F, прво ћемо израчунати силу којом наелектрисање q_1 делује на наелектрисање q_2 у систему S' који се креће константном брзином v_1 у односу на систем S (систем везан за наелектрисање q_1) (слика 2). Како у систему S' наелектрисање q_1 мирује сила интеракције има облик експериментално добијеног Кулоновог закона: $F' = \frac{q_1 \cdot q_2 \cdot r'}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r'^3}$, где је r' вектор положаја наелектрисања q_2 у систему S'. Силу F ћемо добити примењујући Лоренцове трансформације за прелазак из система S' у систем S.



Слика 1. *Приказ наелектрисања у систему S*



Слика 2. *Приказ наелектрисања у систему S'*

$$r' = x' \cdot \imath + y' \cdot \jmath + z' \cdot k$$
$$r' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}$$
$$r = x \cdot \imath + y \cdot \jmath + z \cdot k$$
$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$
$$v_1 = v_{1x} \cdot \imath$$
$$v_2 = v_{2x} \cdot \imath + v_{2y} \cdot \jmath + v_{2z} \cdot k$$

Примењујући Лоренцове трансформације на координате добијамо:

$$y' = y$$
$$z' = z$$
$x' = \gamma \cdot (x - v_{1x} \cdot t)$, где је $\gamma = \left(1 - \frac{{v_{1x}}^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$, а c је брзина светлости у вакууму.

Како интеракцију посматрамо у тренутку $t = 0$ следи $x' = \gamma \cdot x$.

$$F' = {F_x}' \cdot \imath + {F_y}' \cdot \jmath + {F_z}' \cdot k$$
$${F_x}' = g \cdot \gamma \cdot x$$
$${F_y}' = g \cdot y$$
${F_z}' = g \cdot z$, где је $g = \frac{q_1 \cdot q_2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (\gamma^2 x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}$
$$F = F_x \cdot \imath + F_y \cdot \jmath + F_z \cdot k$$

Примењујући Лоренцове трансформације на силу добијамо:

$$F_y = {F_y}' \cdot \gamma \cdot \left(1 - \frac{v_{1x} \cdot v_{2x}}{c^2}\right) = g \cdot y \cdot \gamma \cdot \left(1 - \frac{v_{1x} \cdot v_{2x}}{c^2}\right)$$
$$F_z = {F_z}' \cdot \gamma \cdot \left(1 - \frac{v_{1x} \cdot v_{2x}}{c^2}\right) = g \cdot z \cdot \gamma \cdot \left(1 - \frac{v_{1x} \cdot v_{2x}}{c^2}\right)$$
$$F_x = F_x' + \frac{\frac{v_{1x}}{c^2} \cdot (F_y \cdot v_{2y} + F_z \cdot v_{2z})}{1 - \frac{v_{1x} \cdot v_{2x}}{c^2}} = g \cdot \gamma \cdot x + g \cdot \gamma \cdot \frac{v_{1x}}{c^2} \cdot (y \cdot v_{2y} + z \cdot v_{2z})$$
$$F = g \cdot \gamma \cdot x \cdot \imath + g \cdot \gamma \cdot \frac{v_{1x}}{c^2} \cdot (y \cdot v_{2y} + z \cdot v_{2z}) \cdot \imath + g \cdot \gamma \cdot \left(1 - \frac{v_{1x} \cdot v_{2x}}{c^2}\right) \cdot (y \cdot \jmath + z \cdot k) =$$
$$= g \cdot \gamma \cdot (x \cdot \imath + y \cdot \jmath + z \cdot k) + g \cdot \gamma \cdot \frac{v_{1x}}{c^2} \cdot \left((y \cdot v_{2y} + z \cdot v_{2z}) \cdot \imath - v_{2x} \cdot (y \cdot \jmath + z \cdot k)\right) =$$
$$= g \cdot \gamma \cdot r + g \cdot \gamma \cdot \frac{v_{1x}}{c^2} \cdot \left((r \cdot v_2) \cdot \imath - v_{2x} \cdot (x \cdot \imath + y \cdot \jmath + z \cdot k)\right) =$$
$$= g \cdot \gamma \cdot r + \frac{g \cdot \gamma}{c^2} \cdot \left((r \cdot v_2) \cdot v_{1x} \cdot \imath - (v_{1x} \cdot v_{2x}) \cdot r\right) =$$
$$= g \cdot \gamma \cdot r + \frac{g \cdot \gamma}{c^2} \cdot \left((r \cdot v_2) \cdot v_1 - (v_1 \cdot v_2) \cdot r\right)$$

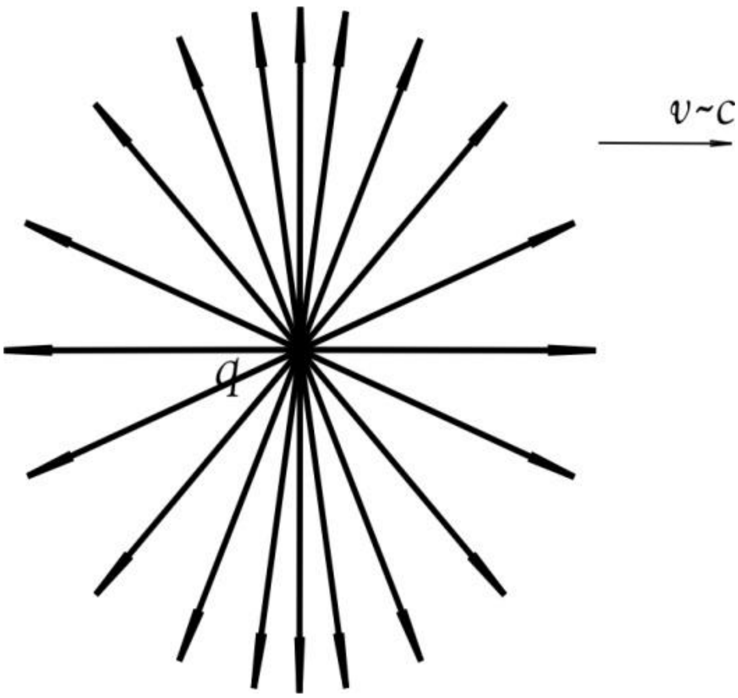
Примењујући идентитет $a \times (b \times c) = (c \cdot a) \cdot b - (b \cdot a) \cdot c$ у претходни израз добијамо:

$$F = g \cdot \gamma \cdot r + g \cdot \gamma \cdot \frac{v_2 \times (v_1 \times r)}{c^2} =$$
$$= q_2 \cdot \frac{\gamma \cdot q_1 \cdot r}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (\gamma^2 x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} + q_2 \cdot v_2 \times \left(v_1 \times \frac{\gamma \cdot q_1 \cdot r}{c^2 \cdot 4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (\gamma^2 x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}\right)$$

Израз $\frac{\gamma \cdot q_1 \cdot r}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (\gamma^2 x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{\left(1 - \frac{{v_1}^2}{c^2}\right) \cdot q_1 \cdot r}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \left(1 - \frac{{v_1}^2 \cdot \sin \theta^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot r^3}$, где је θ угао између вектора v_1 и r,

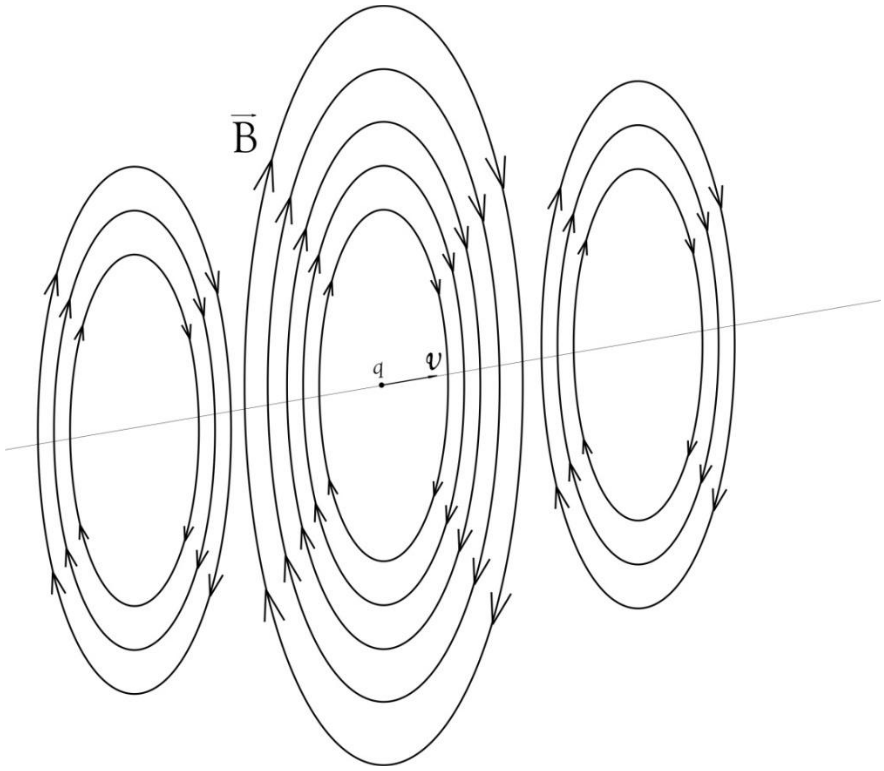
представља електрично поље E наелектрисања q_1.

Поље има сличан облик као електростатичко поље, простире се радијално од наелектрисања и његов интензитет опада са r^{2}. Када се наелектрисана честица креће брзинама блиским брзини светлости поље постаје неравномерно тј. густина линија поља је највећа у правцу нормалном на правац кретања ($\sin\theta = 1$) и смањује се све до правца кретања ($\sin\theta = 0$) где је најмања (слика 3).



Слика 3. *Електрично поље наелектрисања које се креће брзином блиској светлосној*

Израз $v_1 \times \frac{\gamma \cdot q_1 \cdot r}{c^2 \cdot 4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \ \gamma^2 x^2 + y^2 + z^2 \ ^{\frac{3}{2}}} = \frac{v_1 \times E}{c^2}$ представља Био-Саваров закон за индукцију магнетног поља B наелектрисања q_1. Линије поља су затворене и кружне (слика 4), интензитет поља сразмеран је брзини кретања наелектрисања и знатно је мањи од интензитета електричног поља па је самим тим и магнетна интеракција слабија од електричне. С обзиром на то да смо кренули само од постојања електричног поља видимо да је магнетно поље заправо нека врста додатног електричног поља услед његовог „кашњења“ при кретању наелектрисане честице, што је искључиво последица простирања поља константном и коначном брзином.



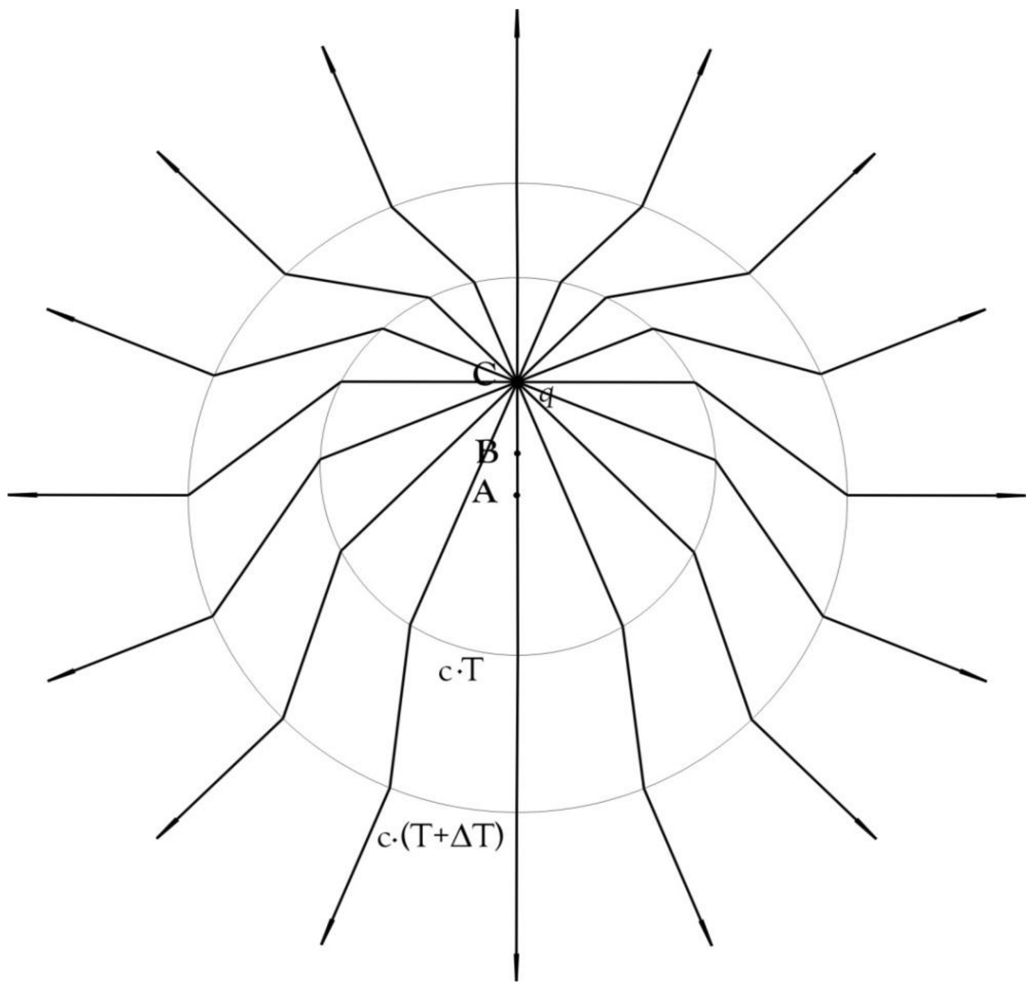
Слика 4. *Магнетно поље наелектрисања које се креће константном брзином*

Добијена сила $F = q_2 \cdot E + q_2 \cdot v_2 \times B$ се назива Лоренцова сила и представља општи облик интеракције између два тачкаста наелектрисања. Интензитет „магнетног дела“ силе је сразмеран и интензитету брзине наелектрисања на које делује и увек је нормалан на правац брзине, стога не врши рад већ само скреће путању честице не мењајући јој кинетичку енергију. Такође, сила којом једна наелектрисана честица делује на другу у општем случају није иста као сила друге честице на прву, односно не важи 3. Њутнов закон (закон акције-реакције).

2.2. Електромагнетно поље наелектрисања које равномерно убрзава

2.2.1. Електрично поље:

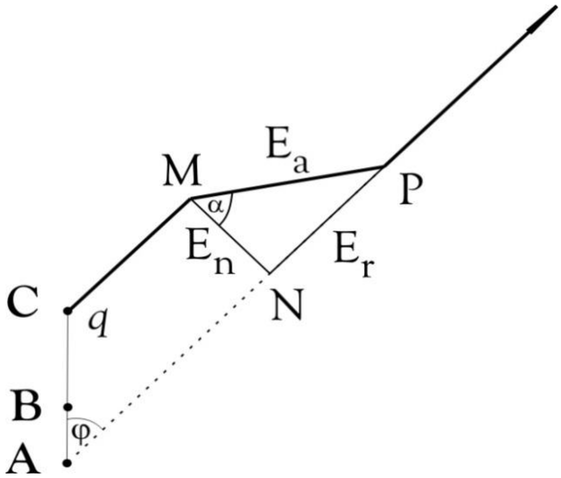
Посматрамо изоловано тачкасто наелектрисање q које у тренутку $t_0 = 0$ креће из мировања из тачке А и током кратког временског периода Δt убрзава константним убрзањем a и долази у тачку В брзином $u = a \cdot \Delta T$ при чему је $u \ll c$. Наелектрисање се затим креће константном брзином и након времена $T \gg \Delta T$ стиже у тачку С. Поље изван круга полупречника $c \cdot \ T + \Delta T$ са центром у тачки А је електростатичко и настало је у периоду док је наелектрисање још мировало. Поље унутар круга полупречника $c \cdot T$ око тачке В је поље које је настало у периоду док се наелектрисање кретало константном брзином (период између тренутака $t_1 = \Delta T$ и $t_2 = T + \Delta T$) и може се веома добро апроксимирати електростатичким пољем. Између кругова се налази поље које потиче из периода док је наелектрисање убрзавало. Примењујући Гаусов закон у произвољној тачки око наелектрисања имамо $\nabla \cdot E = 0$ из чега следи да су линије поља непрекидне и изгледају као на слици 5.



Слика 5. *Електрично поље убрзаног наелектрисања*

Како бисмо израчунали поље у зони убрзања E_a издвојићемо једну линију поља која се простире под углом φ у односу на правац кретања наелектрисања. Поље разложимо на две међусобно нормалне компоненте: радијалну E_r и нормалну E_n (слика 6). Према Гаусовом закону радијална компонента поља се не мења тј. $E_r = \frac{q \cdot r}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^{3}}$.

Из троугла ΔMNP имамо $\operatorname{ctg} \alpha = \frac{E_n}{E_r} = \frac{MN}{NP} = \frac{AB \cdot \sin\varphi}{NP} \approx \frac{a \cdot \Delta T \cdot \frac{\Delta T}{2} + T \cdot \sin\varphi}{c \cdot \Delta T} \approx \frac{a \cdot \Delta T \cdot T \cdot \sin\varphi}{c \cdot \Delta T} = \frac{a \cdot r \cdot \sin\varphi}{c^2}$ $(T \approx \frac{r}{c})$ одакле следи $E_n = \frac{q \cdot a \cdot \sin\varphi}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2 \cdot r}$ односно $E_n = \frac{q \cdot r \times r \times a}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2 \cdot r^{3}}$. Видимо да је интензитет нормалне компоненте поља сразмеран интензитету убрзања, опада са r и на великим удаљеностима је много већи од интензитета радијалне компоненте поља ($E_a \approx E_n$). Поље се простире независно од тренутног положаја наелектрисања око тачке где се налазило наелектрисање у тренутку настајања поља.



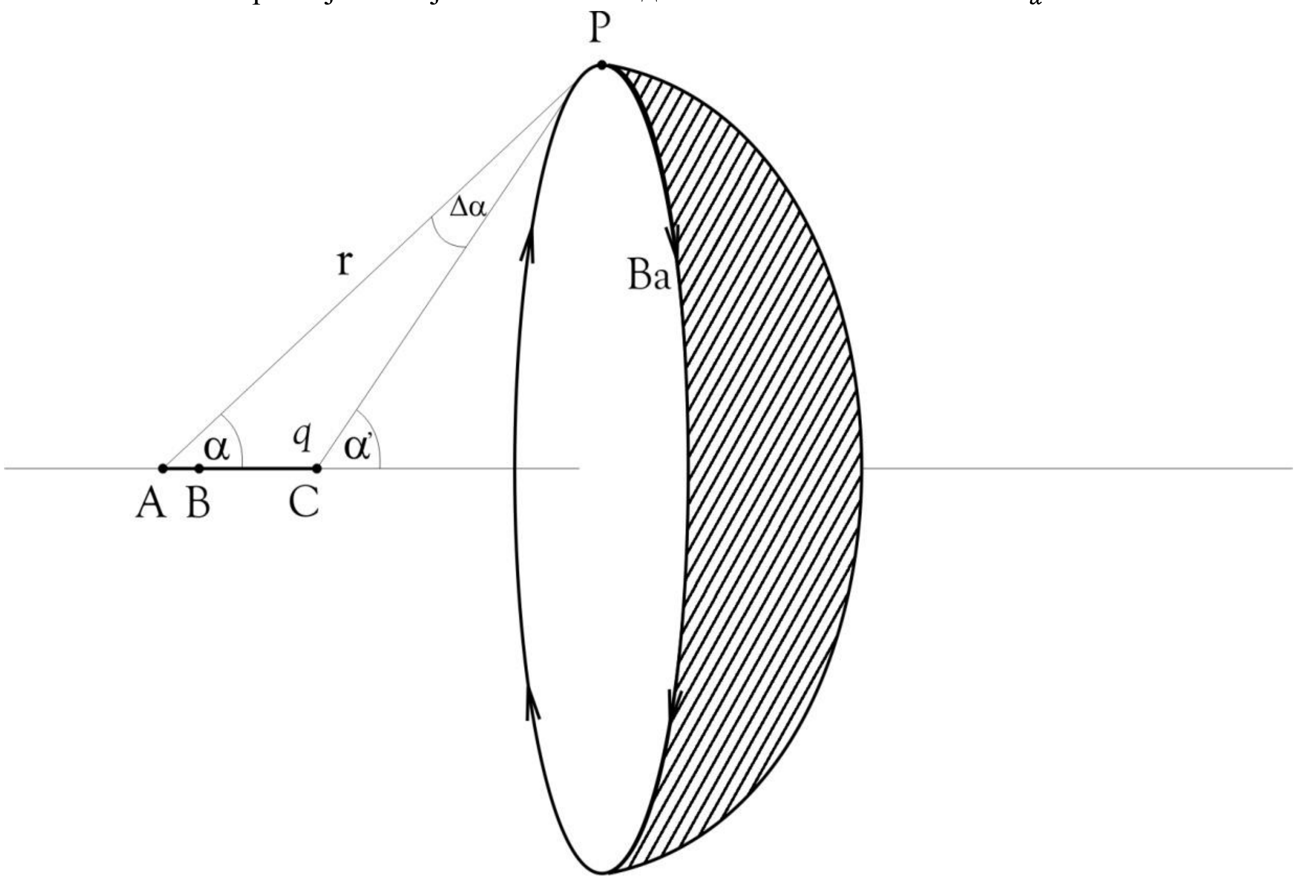
Слика 6. *Линија поља која се простире под углом φ у односу на правац AC*

2.2.2. Магнетно поље:

Магнетно поље налектрисане честице која убрзава ћемо израчунати користећи модел сличан моделу за израчунавање електричног поља, односно посматраћемо изоловано тачкасто наелектрисање q које у тренутку $t_0 = 0$ креће из мировања из тачке A и током веома кратког временског периода Δt убрзава константним убрзањем a и долази у тачку B брзином $u = a \cdot \Delta T$ при чему је $u \ll c$. Наелектрисање затим наставља кретање равномерном брзином и после времена $T \gg \Delta T$ стиже у тачку C. Нека се тачка P налази на растојању $r = r = AP = c \cdot T$ при чему AP заклапа угао α са правцем убрзања a (слика 7). До тренутка T електрично поље кроз површину коју описује вектор r ротирајући отклоњен за угао α око правца кретања наелектрисања (део сфере полупречника r који се види под углом α из тачке A и има површину $2 \cdot r^2 \cdot \pi \cdot 1 - \cos\alpha$) је електростатичко и потиче од периода када је наелектрисање мировало, а магнетно поље је нула. У временском периоду од T до $T + \Delta T$ електрично поље и магнетно поље кроз исту површину потиче од периода када је наелектрисање убрзавало. Електрично поље се састоји од радијалне и нормалне компоненте, чије су вредности изведене у претходном делу. Из симетрије Максвелових једначина можемо да претпоставимо да се и магнетно поље састоји од компоненте која зависи од убрзања B_a и компоненте која зависи само од брзине наелектрисане честице B_u. Из просторне симетрије и Гаусовог закона за магнетно поље $\nabla\cdot B = 0$, где је $B = B_u + B_a$, следи да су линије магнетног поља кружне и затворене и да магнетно поље има исту вредност у свим тачкама контуре која обухвата поменуту површину (круг полупречника r који пролази кроз тачку P). Магнетно поље ћемо добити примењујући 4. Максвелову једначину у интегралном облику на издвојену површину ($c^2 B\cdot dl = \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}\cdot dS$). Како је $B_u \approx 0$ јер $\frac{u}{c}\approx 0$ добијамо $c^2\ B_a\ \cdot 2\cdot r\sin\alpha\cdot\pi = \frac{\Delta\phi}{\Delta t}$, где је ϕ флукс електричног поља. Нормална компонента електричног поља не прави флукс кроз издвојену површину већ флукс прави само радијална компонента одакле видимо да флукс у интервалу $(T,\ T+\Delta T)$ има вредност $\phi = \ E_r\cdot dS \approx E_r\ \cdot 2\cdot r^2\cdot\pi\cdot\ 1-\cos\alpha\ = \frac{q\cdot\ 1-\cos\alpha}{2\cdot\varepsilon_0}$. Промена флукса износи $\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{q\cdot\sin\alpha}{2\cdot\varepsilon_0}\cdot\frac{\Delta\alpha}{\Delta t}$. Из троугла APC видимо да је $\Delta\alpha = \sphericalangle APC$ и примењујући синусну теорему добијамо:

$$\frac{\sin\Delta\alpha}{\mathrm{AC}} \approx \frac{\Delta\alpha}{a\ \cdot\Delta T\cdot T} \approx \frac{\sin\alpha}{r} \Rightarrow \frac{\Delta\alpha}{\Delta t} \approx \frac{a\ \cdot T\cdot\sin\alpha}{r} = \frac{a\ \cdot\sin\alpha}{c} \Rightarrow \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{q\cdot\ a\ \cdot(\sin\alpha)^2}{2\cdot\varepsilon_0\cdot c} = c^2\ B_a\ \cdot 2\cdot r\sin\alpha\cdot\pi$$

Из претходне једначине израчунавамо да је $B_a\ = \frac{q\cdot\ a\ \cdot\sin\alpha}{4\cdot\pi\cdot\varepsilon_0\cdot r\cdot c^3} = \frac{1}{c}\cdot\ E_n$. У векторском облику $B_a = \frac{1}{c}\cdot\frac{r\times E_n}{r}$ и као и E_n поље се простире независно од тренутног положаја наелектрисања. Интензитет компоненте магнетног поља B_a је сразмеран убрзању, опада са r и на великим растојањима је много већи од интензитета компоненте B_u.



Слика 7. *Магнетно поље убрзаног наелектрисања*

2.3. Електромагнетни таласи

Максвелове једначине предвиђају постојање електромагнетних таласа у вакууму тј. електромагнетно поље у вакууму задовољава таласну једначину $\Delta\Psi = \frac{1}{u^2} \cdot \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2}$, где је u брзина простирања таласа. Потребне су све четири Максвелове једначине да бисмо то показали.

Максвелове једначине у вакууму:

$\nabla \cdot \mathrm{E} = 0$ (1)

$\nabla \cdot B = 0$ (2)

$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ (3)

$\nabla \times B = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E}{\partial t}$ (4)

Примењујући оператор $\nabla \times$ на 3. Максвелову једначину добијамо:

$$\nabla \times \ \nabla \times E \ = \nabla \times \ -\frac{\partial B}{\partial t} \ = -\frac{\partial}{\partial t} \ \nabla \times B \ = -\frac{\partial}{\partial t} \ \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E}{\partial t} \ = -\mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \mathrm{E}}{\partial t^2}$$

$$\nabla \times \ \nabla \times E \ = \nabla \cdot \ \nabla \cdot \mathrm{E} \ - \Delta\mathrm{E} = -\Delta\mathrm{E} = -\mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \mathrm{E}}{\partial t^2}$$

Из претходне једначине видимо да електрично поље у вакууму задовољава таласну једначину и да је брзина простирања таласа $u = \frac{1}{\mu_0 \cdot \varepsilon_0} \approx 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. Примењујући исти оператор на 4. Максвелову једначину аналогно се добија $\Delta B = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \mathrm{B}}{\partial t^2}$.

Дакле, електромагнетно поље се у вакууму увек простире брзином светлости, што је и коришћено у претходним моделима и израчунавањима.

Иако електромагнетно поље у вакууму увек задовољава таласну једначину независно од тога како је настало, под изразом електромагнетни талас не подразумевамо свако електромагнетно поље у вакууму већ само оно које се током времена простире независно од даљег кретања његовог извора и које преноси енергију, односно које прави дисбаланс у енергији у простору кроз који се тренутно простире. Поље које праве наелектрисане честице које мирују или се крећу равномерном брзином је „везано“ поље јер зависи од тренутног положаја честице тј. линије поља „прате“ честицу стога такво поље не сматрамо електромагнетним таласом. Извори електромагнетног таласа су управо убрзане наелектрисане честице. Као што је показано њихово поље се састоји из нормалне и радијалне компоненте при чему се радијална компонента поља одржава (и даље „прати“ честицу), док је нормална компонента „слободна“ и не зависи од тренутног положаја честице већ само од њеног положаја док је убрзавала. Посматрач у таласној зони (на великој удаљености од извора таласа) може да примети једино разлику коју прави нормална компонента поља и може да закључи само где се налазила честица док је убрзавала. Да би посматрач закључио да је „осетио“ талас преостаје нам да покажемо да постоји и разлика у енергији овог и „неталасног“ поља:

Из Максвелових једначина и израза за Лоренцову силу добијамо Поинтингову теорему коју у вакууму описује израз:

$$-\quad \frac{1}{\mu_0}\cdot E\times B\quad \cdot dS=\frac{\partial}{\partial t}\qquad \frac{1}{2}\cdot\varepsilon_0\cdot E^2+\frac{1}{2\cdot\mu_0}\cdot B^2\quad \cdot dV+\qquad \jmath\cdot E\cdot dV$$

Израз са леве стране је негативан флукс Поинтинговог вектора $S=\frac{1}{\mu_0}\cdot E\times B$ кроз површину S која обухвата запремину V. Израз са десне стране је збир промене у јединици времена енергије електромагнетног поља обухваћене површином S, где је $\frac{1}{2}\cdot\varepsilon_0\cdot E^2$ густина енергије електричног поља, а $\frac{1}{2\cdot\mu_0}\cdot B^2$ густина енергије магнетног поља, и укупне снаге Лоренцове силе утрошене на померање наелектрисања која се налазе у простору запремине V, где је $\jmath\cdot E$ густина снаге Лоренцове силе. Теорема је заправо закон о одржању енергије. Флукс Поинтинговог вектора представља енергију која у јединици времена напусти запремину V (ослобођена топлота) док десни део израза представља промену у јединици времена потенцијалне и кинетичке енергије система.

Из израза за густину енергије електричног и магнетног поља видимо да енергија зависи само од укупне јачине поља у некој тачки тј. не зависи од извора тих поља па можемо да закључимо да се енергија „чува“ баш у самом пољу, а не у изворима тих поља.

Кад применимо Поинтингову теорему на запремину обухваћену сфером великог полупречника ($r\to\infty$) у чијој се унутрашњости налази једино нерелативистичка наелектрисана честица која равномерно убрзава убрзањем a добијамо:

$$S\cdot dS=-\frac{\partial}{\partial t}\;\; E_{pot}+E_{kin}\quad\approx-\frac{\partial E_{kin}}{\partial t},\text{ где је } S\approx\frac{1}{\mu_0}\cdot E_a\times B_a$$

Промена потенцијалне енергије се занемарује јер је полупречник сфере коју посматрамо много већи од помераја наелектрисања тј. за неко коначно време потенцијална енергија „не стигне“ да се промени.

$$S\cdot dS=\frac{q^2\cdot\;\; a\;\;^2\cdot(\sin\alpha)^2}{16\cdot\pi^2\cdot\varepsilon_0\cdot r^2\cdot c^3}\Rightarrow\qquad S\cdot dS=\frac{q^2\cdot\;\; a\;\;^2}{6\cdot\pi\cdot\varepsilon_0\cdot c^3}$$

Последњи израз представља Ларморову формулу која показује колико енергије губи честица у јединици времена. Као што видимо израз зависи једино од количине наелектрисања и убрзања честице.

Дакле, на рачун своје кинетичке енергије, убрзана честица „зрачи“ енергију у простор око себе. Честица заправо губи кинетичку енергију јер „отпушта“ поље које носи односно поседује део енергије (у квантној физици овај процес је праћен емисијом фотона). Како су додатне компоненте те које су „отпуштене“ оне преносе енергију (праве енергетски дисбаланс у простору) па коначно можемо да закључимо да су оне стварно електромагнетни талас. Посматрач у таласној зони може да измери и искористи једино ту енергију јер је та енергија, за разлику од потенцијалне, стварна и не зависи од избора нултог нивоа.

3. ЗАКЉУЧАК

Из свега изнетог показано је да су наелектрисане честице које се крећу равномерно извори само радијалног електричног поља и „сталног“ магнетног поља док су извори електромагнетних таласа убрзане наелектрисане честице, што је био и циљ овог рада. Овај рад може да послужи као основа за даље проучавање електромагнетног зрачења.

Захвалност

Овим путем се захваљујем проф. др Воји Радовановићу, мом ментору, за сву помоћ и знање које ми је пружио током израде овог матурског рада.

4. ЛИТЕРАТУРА

[1] Edward M. Purcell, David J. Morin, *Electricity and magnetism*, Berkeley University, 1985.
[2] Frank S. Crawford Jr., *Waves (Berkeley physics course vol. 3)*, Berkeley University, 1968.
[3] Richard P. Feynman, *Feynman lectures on physics,* California Institute of Technology, 1964.
[4] Walter Greiner, *Classical Electrodynamics*, Springer, 1998.
[5] Jackson J.D., *Classical electrodynamics 3ed*., Wiley, 1999.
[6] Oleg D. Jefimenko, *Electricity and Magnetism: An Introduction to the Theory of Electric and Magnetic Fields, 2nd edition*, Electret Scientific Company, 1989.
[7] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields, Vol. 2, 4th ed.*, Butterworth-Heinemann, 1975.
[8] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media, Vol. 8 1st ed.*, Pergamon Press, 1960.
[9] http://physicspages.com/index/index-electrodynamics/
[10] http://www.tapir.caltech.edu/~teviet/Waves/empulse.html