



## فهرست

۳.....	خلاصه
۳.....	مقدمه
۵.....	تئوری تابش سینکروترون
۱۰.....	توزیع فضایی تابش
۱۲.....	توزیع فضایی و قطبش
۱۳.....	تابش از وسایل الحاقی
۱۴.....	مشخصات تابش سینکروترون
۱۵.....	کاربردهای تابش سینکروترونی
۱۵.....	مراجع

## خلاصه :

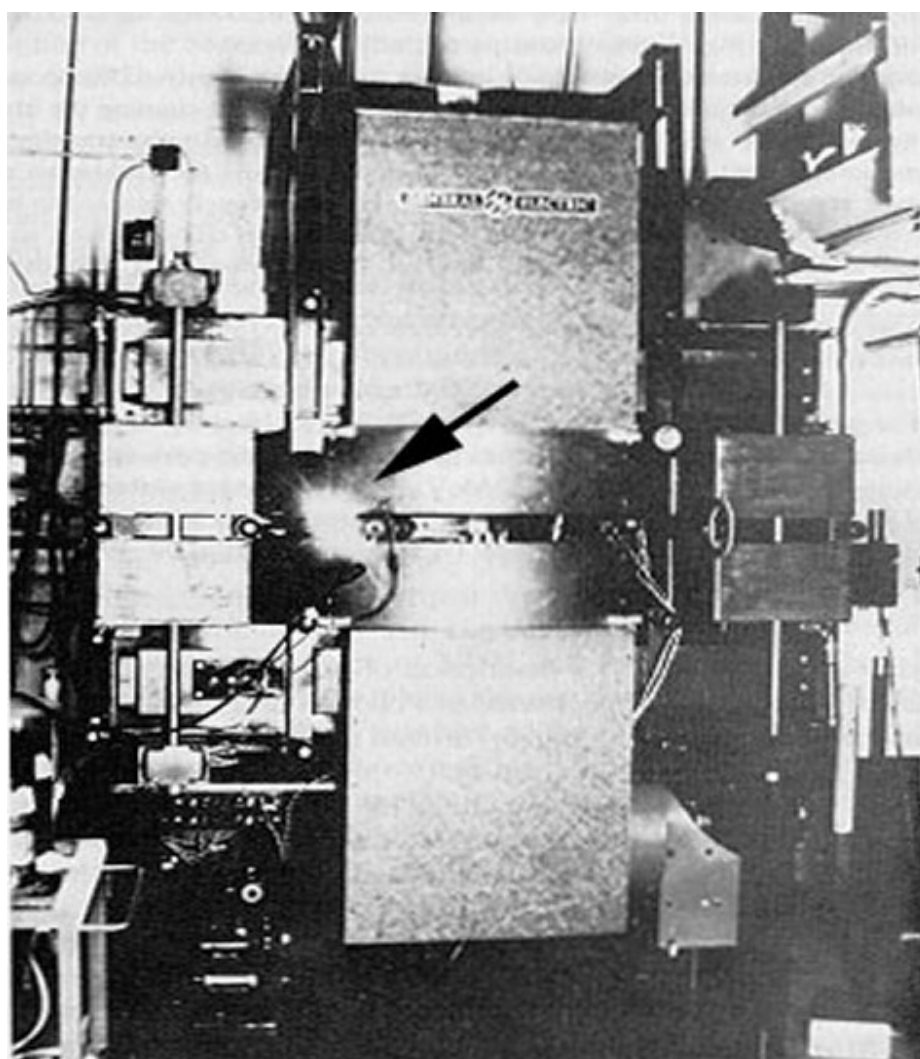
در این پروژه به مرور تاریخچه تابش سینکروترون ، تئوری و معادلات حاکم بر این تابش ، ذکر مشخصات بارز ، و کاربردهای این منبع تابش در زمینه های مختلف پرداخته شده است .

## مقدمه :

از زمانی که جیمز کلارک ماکسول در سال ۱۸۷۳ نظریه واحد الکترومغناطیس خود را فرمول بندی کرد ، پدیده تابش الکترومغناطیسی ذهن بسیاری از نظریه پردازان و دانشمندان تجربی را جذب کرده است . ایده جریان جابه جایی که او وارد معادلات خود کرد ، اساس توضیح امواج الکترومغناطیسی است . ۱۴ سال بعد در سال ۱۸۸۷ هاینریش هرتز موفق به تولید ، گسیل و بازدریافت امواج الکترومغناطیسی شد و بدین وسیله به صورت عملی وجود چنین امواجی که به وسیله معادلات ماکسول پیش بینی شده بود ، اثبات شد . منابع تابش بارها و جریان های الکتریکی نوسان کننده در یک سیستم سیم های فلزی هستند .

کار آلفرد لینارد به عنوان اولین توسعه در زمینه تابش سینکروترون یاد می شود . او در سال ۱۸۹۸ و به طور جداگانه ویشرت در سال ۱۹۰۰ عباراتی برای پتانسیل های ذرات باردار نسبیتی به دست آوردند . به عنوان مثال در مقاله لینارد عباراتی برای کاهش انرژی ذرات نسبیتی ، ناشی از چرخش در یک میدان مغناطیسی همگن به چشم می خورد . جی . ای . اسکات در سال ۱۹۰۷ ، مقاله ای فرمول بندی و چاپ کرد که توزیع زاویه ای وفرکانسی تابش را به دست می داد . به علت اینکه نظریه او در توجیه طیف اتمی ناکام ماند ، به علت عدم جاذبه ، به مدت ۴۰ سال پیشرفت بیشتری در این زمینه انجام نشد . در اواسط دهه ۴۰ ، با گسترش موفق شتابدهنده های دایروی الکترونی انرژی بالا ، دوباره نظریه تابش الکترومغناطیسی از الکترون های آزاد مورد توجه قرار گرفت . در این زمان بتاترون های قوی وارد عمل شدند و این ایوانکو و پومرانچوک بودند که برای اولین بار در سال ۱۹۴۴ ، به محدوده ممکن اصل بتاترون و بیشینه انرژی ، ناشی از تابش الکترومغناطیسی

اشاره کردند . این پیش بینی برای محاسبه کاهش انرژی تابشی در هر دور، در بتاترون تازه تاسیس  $100\text{ MeV}$  جنرال الکترونیک ، به وسیله بلوت<sup>۱</sup> استفاده شد . در سال ۱۹۴۶ او انقباض مداری ناشی از تلفات تابشی را اندازه گیری کرد و نتایج با پیش بینی در توافق بودند . در ۲۴ آوریل ۱۹۴۷ برای اولین بار تابش مرئی در سینکروترون  $70\text{ MeV}$  ساخت جنرال الکترونیک مشاهده شد (شکل ۱) . از آن به بعد ، چنین تابشی را تابش سینکروترون نامیدند .



شکل ۱ شتابدهنده سینکروترون جنرال الکترونیک ساخته شده در سال ۱۹۴۶، منشاء کشف تابش سینکروترون

## تئوری تابش سینکروترون :

ابزار اساسی برای توضیح پدیده تابش معادلات ماکسول هستند. این معادلات عبارتند از :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\end{aligned}\quad (1)$$

با استفاده از این معادلات و استفاده از پیمانه لورنتس :

معادلات موج برای پتانسیل های برداری و اسکالر بدست می آیند .

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \mu_0 \vec{j} \quad \nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (3)$$

جواب های این دو معادله به پتانسیل های تاخیری مشهورند و عبارتند از

$$\begin{aligned}\vec{A}(t) &= \mu_0 / 4\pi \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t_r)}{R} dx dy dz \\ \varphi(t) &= 1 / 4\pi \epsilon_0 \int \frac{\rho(\vec{r}', t_r)}{R} dx dy dz\end{aligned}\quad (4)$$

با استفاده از این پتانسیل ها میدان های الکترومغناطیسی محاسبه می شوند

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad \vec{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (5)$$

اما کمیت مورد توجه ما بردار پوئین تینگ است :

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (6)$$

با جایگذاری میدان های الکتریکی و مغناطیسی بدست آمده از معادلات (5) به نتیجه زیر می رسیم :

$$\vec{S} = \frac{\ddot{\vec{p}}^2 \sin^2 \theta}{16 \pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \vec{r} \quad (7)$$

که در آن  $\vec{p}$  مشتق زمانی دوم گشتاور دوقطبی توزیع بار است . از این رابطه نتیجه می شود که توزیع زاویه ای تابش برای ذرات کلاسیکی وابستگی  $\sin^2 \theta$  دارد ، که بعدا در مورد ذرات نسبیتی نیز همین وابستگی البته در چارچوب همراه ذرات بدست خواهد آمد .

برای ذرات نسبیتی پتانسیل های تاخیری باید تصحیح شوند . این تصحیح را می توان در کلیه کتاب های مربوط به الکترودینامیک یافت . این کار توسط دو دانشمند به نام های لینارد و ویشرت به طور مستقل انجام شد . پتانسیل های بدست آمده برای یک تک ذره عبارتند از :

$$\varphi(\vec{\xi}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{\bar{R}(1 + \vec{v} \cdot \vec{n} / c)} \right]_{ret}, \quad A(\vec{\xi}, t) = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \left[ \frac{\vec{v}}{\bar{R}(1 + \vec{v} \cdot \vec{n} / c)} \right]_{ret} \quad (8)$$

میدان های الکتریکی و مغناطیسی وابسته به این پتانسیل ها با استفاده از روابط (5) عبارتند از :

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{ca^3} \left\{ \vec{R} \times \left[ (\vec{R} + \vec{\beta} R) \times \dot{\vec{\beta}} \right] \right\} \quad (9)$$

$$\vec{B} = \frac{c\mu_0 q}{4\pi} \left( - \frac{[\dot{\vec{\beta}} \times \vec{n}]}{cR(1 + \vec{n} \cdot \vec{\beta})^2} + \frac{(\dot{\vec{\beta}} \cdot \vec{n}) [\vec{\beta} \times \vec{n}]}{cR(1 + \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3} \right) \quad (10)$$

بردار پوئین تینگ در چارچوبی که چسبیده به ذره است ، با استفاده از (6) عبارت است از :

$$\vec{S} = - \frac{1}{c\mu_0} \vec{E}^2 \vec{n} \quad (11)$$

با استفاده از تئوری نسبیت و استفاده از روابط تبدیل دستگاه ها ، بردار پوئین تینگ در چارچوب ناظر به

صورت زیر است :

$$\vec{S}' = -\frac{1}{c\mu_0} \vec{E}^2 (1 + \vec{n} \cdot \vec{\beta}) \vec{n} \quad (12)$$

توان تابشی که عبارت است از انتگرال بردار پوئین تینگ بر روی یک سطح بسته که توزیع بار را کاملا

در بر بگیرد . در چارچوب ساکن توان تابشی عبارت است از:

$$P^* = \int \vec{S}^* dA^* = \frac{2}{3} r_c \frac{mc^2}{c^3} a^{*2}, \quad (13)$$

و در چارچوب ناظر خواهیم داشت :

$$P = \frac{2}{3} r_c mc \gamma^6 \left[ \dot{\beta}^2 - (\beta \times \dot{\beta})^2 \right] \quad (14)$$

مشاهده می شود که توان تابشی در چارچوب ناظر دارای دو مولفه است . مولفه های موازی و عمود

بر جهت شتاب ذره عبارتند از :

$$P_{\parallel} = \frac{2}{3} r_c mc \gamma^6 \dot{\beta}_{\parallel}^2 \quad (15)$$

$$P_{\perp} = \frac{2}{3} r_c mc \gamma^4 \dot{\beta}_{\perp}^2 \quad (16)$$

در انرژی های نسبیتی ، با نیروی شتابدهنده یکسان اگر شتاب موازی جهت حرکت ذره باشد ، تابش

بسیار کمتری نسبت به حالتی که شتاب عمود بر مسیر حرکت ذره باشد رخ می دهد . شتاب موازی به وسیله

رابطه  $v_{\parallel} = \frac{1}{\gamma^3} \frac{dp_{\parallel}}{dt}$  به  $F_{\parallel}$  وابسته است و بعد از جایگذاری در (15) توان تابشی ناشی از شتاب عمودی میشود

$$P_{\parallel} = \frac{2}{3} \frac{r_c c}{mc^2} \left( \frac{dp_{\parallel}}{dt} \right)^2. \quad (17)$$

بنابراین توان تابشی برای شتاب در امتداد انتشار ذرات مستقل از انرژی ذره است و فقط به نیروی

شتاب دهنده یا با رابطه  $\frac{dp_{\parallel}}{dt} = \beta c \frac{dE}{dx}$  به افزایش انرژی بر واحد طول،  $\frac{dE}{dx}$ ، شتابدهنده وابسته است.

برعکس برای هنگامی که شتاب عرضی اتفاق می افتد، مثلاً در حین انحراف عرضی ذره در یک میدان

مغناطیسی، ویژگی های تابشی بسیار متفاوتی مشاهده می شود. شتاب عرضی با نیروی لورنتس بیان می شود

و بعد از جایگذاری در (۱۶) توان تابشی ذره دارای شتاب عرضی می شود:

$$P_{\parallel} = \frac{2}{3} r_c m c \gamma^2 \left( \frac{d\mathbf{p}_{\perp}}{dt} \right)^2. \quad (18)$$

با مقایسه روابط (۱۷) و (۱۸) مشاهده می شود که نیروی شتابدهنده یکسان، برای شتاب عرضی منجر

به توان تابشی بسیار بزرگتر با ضریب  $\gamma^2$ ، نسبت به شتاب طولی می شود. برای همه موارد عملی، محدودیت

های تکنیکی مانع از رسیدن به شتاب های طولی مناسب برای داشتن تابش قابل ملاحظه می شود. لذا معمولاً

قرار می دهند  $P_{\parallel} = P_{\perp}$ . اگر میدان مغناطیسی را با  $B$  و شعاع خمش را با  $\rho$  نشان دهیم، به توان لحظه ای تابش

سینکروترون می رسمیم:

$$P_{\gamma} = \frac{2}{3} r_c m c^3 \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2} \quad (19)$$

یا در واحد های عملی تر:

$$P_{\gamma} (\text{GeV/s}) = \frac{c C_{\gamma}}{2\pi} \frac{E^4}{\rho^2}, \quad (20)$$

که در آن از تعریف ثابت تابشی سند استفاده شده است

$$C_{\gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_c}{(m c^2)^3} = 8.8575 \times 10^{-5} \text{ m/GeV}^3. \quad (21)$$



این مقدار عددی برای الکترون ها و پوزیترون های نسبیتی صحیح است و برای ذرات دیگر باید تصحیح

شود .

تابش الکترومغناطیسی از ذرات باردار در میدان های مغناطیسی عرضی ، متناسب است با توان چهارم تکانه ذره  $\beta\gamma$  و معکوس مربع شعاع خمش  $\rho$  . تابش گسیل شده از ذراتی که در میدان مغناطیسی منحرف شده اند ، تابش سینکروترون نامیده شده است . توان تابش سینکروترون برای ذرات پارانرژی خیلی سریع با افزایش انرژی ذره ، افزایش می یابد و محدودیت بزرگی را بر بیشینه انرژی قابل حصول در شتابدهنده ها می گذارد . همچنین وابستگی شدیدی به نوع ذره در پروسه تولید تابش ملاحظه می شود . به خاطر جرم بسیار بزرگتر پروتون در مقابل الکترون ، فقط در شتابدهنده های دایروی الکترون مقدار قابل توجهی تابش سینکروترون مشاهده می شود . در واقع توان تابشی پروتون ها در مقایسه با الکترون ها بسیار کوچک تر (متناسب با عکس توان چهارم نسبت جرم های آن ها است)

$$\frac{P_e}{P_p} = 1836^4 = 1.1367 \times 10^{13} \quad (22)$$

علی رغم این تفاوت چشمگیر، مقدار قابل اندازه گیری تابش سینکروترون ، در شتابدهنده های پروتونی به وسیله کویسون پیش بینی و در سینکروترون پروتونی SPS در سرن مشاهده شد . تابش سینکروتونی قابل توجه در شتابدهنده های پروتونی دایروی در انرژی های باریکه 10TeV و بیشتر مورد انتظار هستند .

دانستن توان تابشی به ما اجازه می دهد تا گمگشت انرژی بر دور یک شتابدهنده دایروی را با انتگرال

گیری توان تابشی بر روی محیط دایره  $L_0$  از شتابدهنده دایروی محاسبه کنیم .

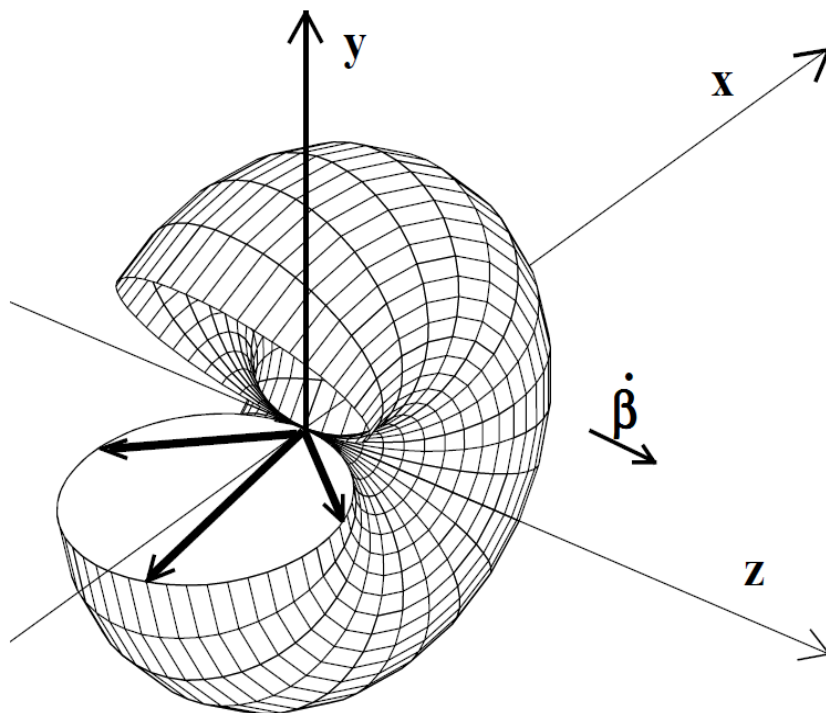
$$\Delta E = \oint P_\gamma dt = \frac{2}{3} r_e mc^2 \beta^3 \gamma^4 \int_{L_0} \frac{ds}{\rho^2} . \quad (23)$$

اگر یک شبکه با آهنرباهای هم قدرت در نظر بگیریم و فرض کنیم شعاع خمش برای تمام آهنرباها یکسان است و بر روی شتابدهنده دایروی انتگرال بگیریم ، گمگشت انرژی بر دور ناشی از تابش سینکروترون با رابطه زیر داده می شود :

$$U_0 = P_\gamma \frac{2\pi\rho}{\beta c} = \frac{4\pi}{3} r_c m c^2 \beta^3 \frac{\gamma^4}{\rho} \quad (24)$$

توزیع فضایی تابش :

در چارچوب چسبیده به ذره همان طور که قبلا اشاره شد ، توزیع تابش وابستگی  $\sin^2\Theta$  دارد . شکل این توزیع را می توان در زیر ملاحظه نمود :



رابطه حاکم بر این توزیع :

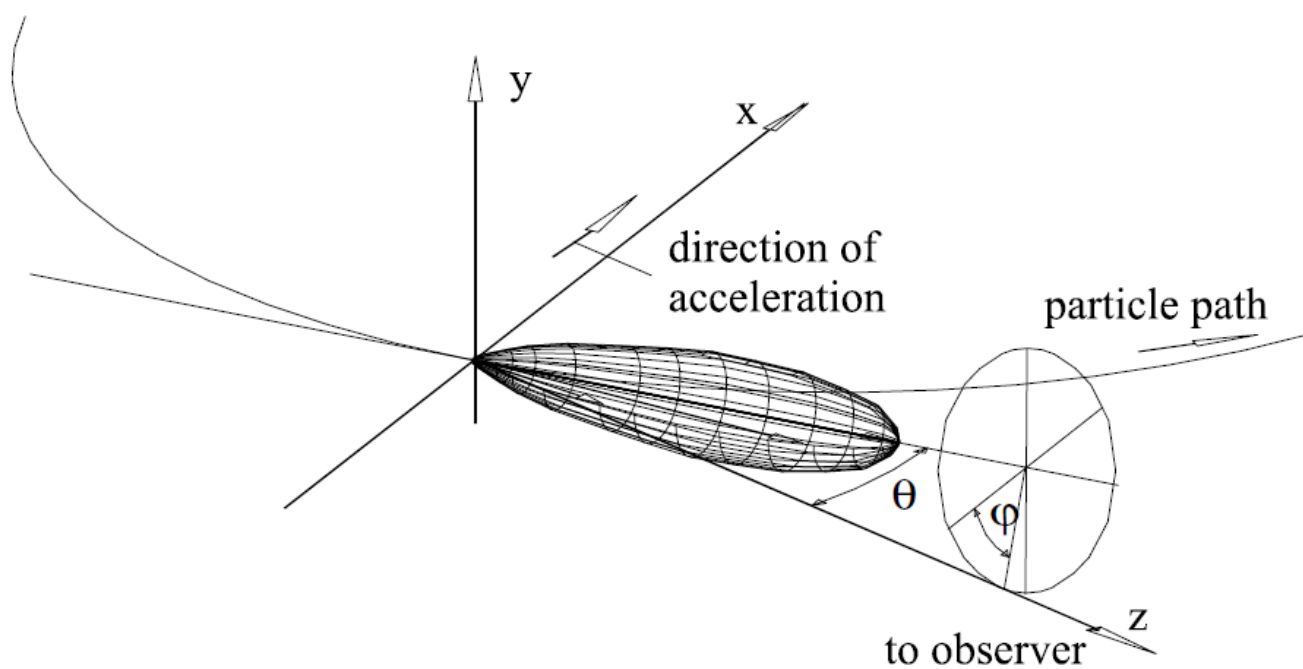
$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{r_c m c}{4\pi} \dot{\beta}_r^{*2} \sin^2 \Theta$$

با استفاده از نظریه نسبیت انیشتین و قوانین تبدیل چاربردارها در چارچوب ناظر توزیع زیر را به دست

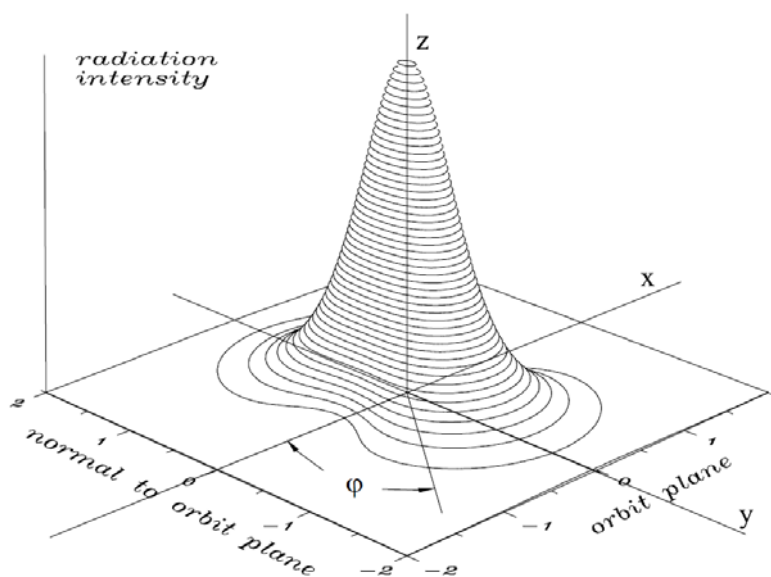
می آوریم :

$$\frac{dP}{d\Omega} = -nS R^2 \Big|_r = \epsilon_0 c E^2 (1 + \beta n) R^2 \Big|_r$$

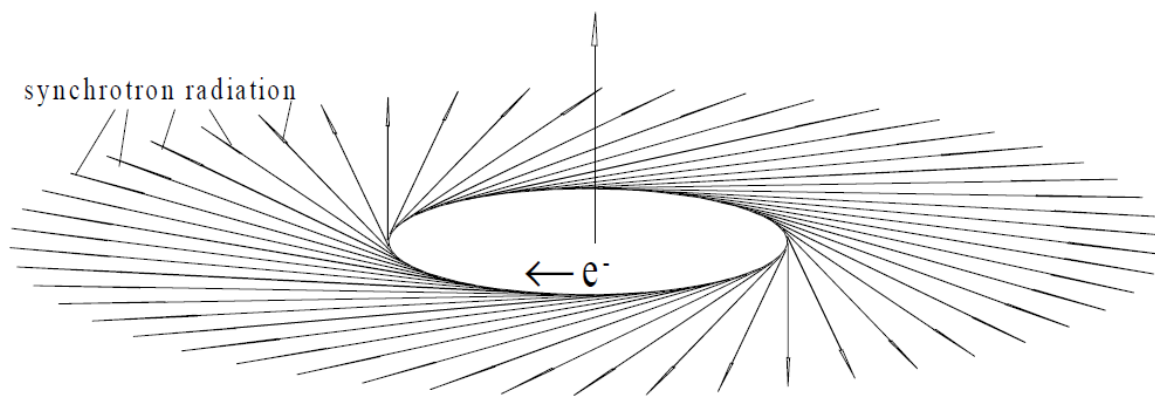
که به صورت زیر دیده می شود :



اگر بخواهیم یک نمودار سه بعدی از نحوه توزیع رسم کنیم شکلی مشابه شکل زیر به دست می آوریم :

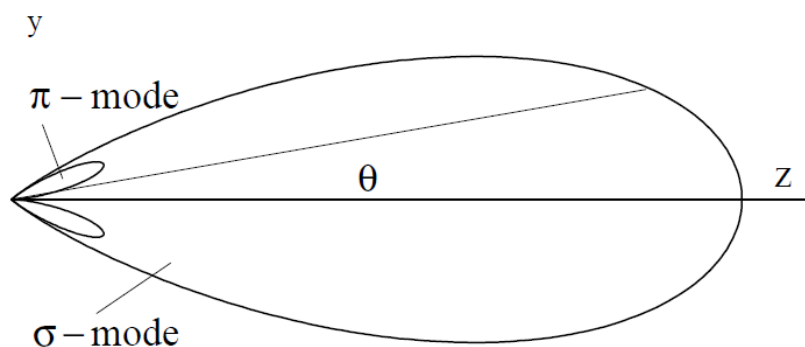


وقتی ذره در هر نقطه از امتداد مسیرش تابش می کند جهت آن فقط در صفحه انحراف تغییر می کند ، بنابراین تابش های گسیل شده بصورت مماس بر حرکت ذره بصورت زیر مشاهده می شود :



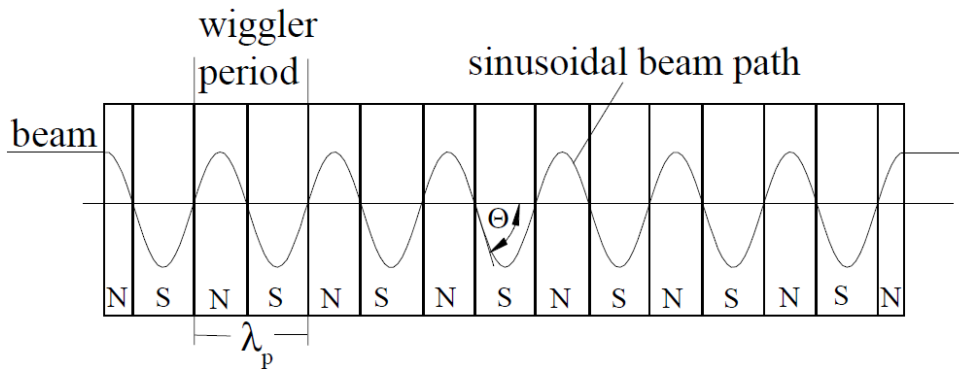
### توزیع فضایی و قطبش :

طیف تابش دو مولفه قطبش عمود بر هم دارد ، یکی در صفحه انحراف و دیگری تقریباً موازی با میدان مغناطیسی منحرف کننده . با مربع کردن میدان الکتریکی برای بدست آوردن شدت ، جملات حاصلضربی به علت تعامد بردارهای  $U_\pi$  و  $U_\sigma$  از بین می روند . نه تنها شدت این دو مولفه متفاوت است بلکه توزیع فضایی آن ها نیز متفاوت است . توزیع فضایی مد  $\sigma$  ، عمدتاً رو به جلو است . در حالی که تابش حالت  $\pi$  ، در دو لپ دارای زاویه متناهی و شدت صفر در جهت جلو  $\theta = 0$  است . در شکل زیر توزیع تابش برای هر دو مولفه قطبش بصورت همزمان آورده شده است .



## تابش از وسایل الحاقی :

تابش سینکروترونی از بندینگ مگنت ها با گستره وسیع طیف آن از امواج میکروویو تا پرتوهای ایکس سخت ، توصیف می شود . برای بهینه سازی این تابش برای تحقیقات خاص با تابش سینکروترون ، لازم است که از آهنرباهای مخصوصی استفاده شود . برای شتابدهنده های دایروی مانند حلقه های انبارش بیشینه انرژی قابل دسترسی و قدرت آهنرباها دو کمیت ثابت هستند . وسایل اضافی که ذکر شد در مجموع تاثیری بر انحراف ذره ندارند ، بنابراین بدون تغییر در هندسه می توان آنها را جایگذاری کرد . برای اولین بار موتز استفاده از آهنرباهای آندولاتور و ویگلر را برای ایجاد مشخصات خاص تابش پیشنهاد کرد . اکنون چنین آهنرباهایی معمول ترین وسایل الحاقی شده اند . این ها شامل تعدادی قطب متغیرمغناطیسی منحرف کننده باریکه هستند که به صورت تناوبی پشت سر هم چیده شده اند . به شکل زیر توجه کنید



تفاوت اصلی ویگلر و آندولاتور نیز فقط در قدرت آنهاست . آندولاتورها به مراتب ضعیف تر از ویگلرها هستند . به همین دلیل تنها می توانند هماهنگ های پایین را تحریک کنند . نوسان ذره در آندولاتور تقریباً سینوسی خالص است و در طیف آن هماهنگ اول با بیشینه ارتفاع ظاهر می گردند و هماهنگ های معدود

بعدی نسبت به هماهنگ اصلی ناچیزاند . برعکس در ویگورها بدلیل شدت بالای آهنربا هماهنگ های بیشتری تحریک و در نتیجه نوسانات از حالت سینوسی کامل خارج می شوند .

### مشخصات تابش سینکروترون :

ویژگی های منحصر به فرد تابش سینکروترون که باعث به وجود آمدن کاربردهای گسترده آن شده است عبارتند از :

- گستره وسیع طیف آن
- شدت بالا
- قطبیدگی زیاد تابش
- درخشندگی بالا
- پالسی بودن منبع تابش
- ابعاد کوچک منبع
- همدوسی نسبی تابش

برای مقایسه ویژگی این منبع با منابع دیگر به جدول زیر توجه کنید

**Table 1.** Comparison of the characteristics of common light sources (pearl incandescent, bayonet socket fluorescent, common laboratory lasers) with synchrotron radiation sources. The data given is approximate and is given for illustrative purposes only

Characteristic	Incandescent	Fluorescent	Laser	Synchrotron radiation
Source power (W)	100	10	1	$10^7$
Spectrum	Continuous (0–400 nm)	Continuous (to 400 nm) + discrete spectrum of the fill gas	Monochromatic determined by laser type (1000–400 nm)	Continuous (10 000–0.1 nm)
Source size	Large ( $2.5 \times 10^3 \text{ mm}^2$ )	Large ( $2.5 \times 10^3 \text{ mm}^2$ )	Small ( $1 \text{ mm}^2$ )	Very small ( $8 \times 10^{-2} \text{ mm}^2$ )
Directionality	Omnidirectional	Omnidirectional	Highly directional	Highly directional
Coherence	Incoherent	Incoherent	Coherent	Partially coherent
Polarization	Unpolarized	Unpolarized	Unpolarized	Linearly polarized in horizontal plane mixed polarization off the horizontal plane
Time structure	Continuous	Continuous	Continuous or pulsed	Pulsed

## کاربردهای تابش سینکروترونی :

- کاربرد پرتو ایکس در آنالیز مواد و علم نانو (شامل تکنیک های جذب پرتو ایکس ، بازتاب ، فلورسانس ، پراکندگی و توپوگرافی)
- لیتوگرافی
- رادیوگرافی
- کاربردهای پزشکی
- کاشت یونی به منظور اصلاح خواص مواد
- مطالعات هنری ، باستان شناسی ، و میراث فرهنگی

## مراجع

- 1) Helmut Widemann, *synchrotron radiation* , third edition , Springer
- 2) John R Reitz , Fredrick G Milford, Robert W Christy, foundation of *Electromagnetic theory* , third edition , Addison Wessly,1979
- 3) Klaus Wille , *Synchrotron radiation*
- 4) [www.wikipedia.com](http://www.wikipedia.com)
- 5) [www.answers.com](http://www.answers.com)
- 6) Myint Zaw \*, Ron Szymczak, John Twining , *Application of synchrotron radiation technique to analysis of environmental samples* ,
- 7) G. Mülhaupt and R. Ruffer , *Properties of synchrotron radiation*
- 8) H. Blattmann,, J.-O. Gebbers, E. Bräuer-Krisch, A. Bravinc, G. Le Ducc,W. Burkardd, M. Di Michiel, V. Djonove, D.N. Slatkina,J. Stepaneka, J.A. Laissuea , *Applications of synchrotron X-rays to radiotherapy*
- 9) B.K. Tanner and D.K.Bown , *Synchrotron X-radiation topography*

- 10) K.J. Roberts , The application of synchrotron X-ray techniques to problems in crystal science and engineering
- 11) Dudley Creagh , *Synchrotron Radiation and its Use in Art, Archaeometry, and Cultural Heritage Studies*