

## مکانیسم تولید و ویژگی‌های تابش پرتوی ایکس پارامتری حاصل از الکترون‌های نسبیته در یک بلور

عباس احمدی<sup>۱\*</sup> و شکوفه خالقی<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد ملایر، همدان، ایران.

<sup>۲</sup> باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان، دانشگاه آزاد اسلامی واحد ملایر، همدان، ایران.

\* همدان، ملایر، دانشگاه آزاد اسلامی واحد ملایر، گروه فیزیک، صندوق پستی: ۱۱۷-۶۵۷۱۸

پست الکترونیکی: ahmadi.abbas1977@gmail.com

### چکیده

در این مقاله، توزیع طیفی - زاویه‌ای تابش پرتوی ایکس پارامتری، در چارچوب نظریه‌های دینامیکی و سینماتیکی پراش مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهند که اثرات دینامیکی پراش می‌تواند باعث افزایش شدت، افزایش آستانه انرژی اشباع و تغییر در قطبش تابش شوند. بنابراین، تابش پرتوی ایکس پارامتری با داشتن درخشندگی زیاد، همگرایی بالا، پهنای کم و زاویه زیاد نسبت به جهت حرکت الکترون، می‌تواند به‌عنوان منبع نوین تابش پرتوی ایکس برای آنالیز نانو ساختارها و مطالعات کاربردی در زمینه‌های مختلف علوم و پزشکی مورد استفاده قرار گیرد.

**کلیدواژگان:** تابش پرتوی ایکس پارامتری، نظریه‌های دینامیکی و سینماتیکی پراش.

### ۱. مقدمه

باریشفسکی و فرانچوک در سال ۱۹۷۱ برای اولین بار، تابش پرتوی ایکس پارامتری (PXR) را به صورت نظری پیش‌بینی و نامگذاری کردند و سرانجام در سال ۱۹۸۵ توانستند وجود این نوع تابش را به صورت تجربی، ثبت و مشاهده کنند [۱]. تابش PXR در واقع یک چشمه نوین تابش با درخشندگی بالا، شبه تکفام، تقریباً قطبیده و با انرژی تنظیم‌پذیر است که هنگام عبور الکترون‌های نسبیته از درون بلور تولید می‌شود. امروزه، تحقیقات نظری و تجربی زیادی در زمینه بررسی ویژگی‌های این تابش و افزایش شدت آن با انتخاب بلورهای مناسب و بهینه سازی پارامترهای تجربی صورت گرفته است [۲-۵]. در جدول (۱)، اسامی مراکز تحقیقاتی فعال در زمینه تابش پرتوی ایکس پارامتری ذکر شده است که از این تابش برای تحقیقات عملی در زمینه‌های نانو تکنولوژی، بیوتکنولوژی، پزشکی و صنعتی استفاده می‌کنند.

جدول ۱: مراکز تحقیقاتی فعال در زمینه PXR [۱]

مراکز تحقیقاتی	کشور	ردیف
900 MeV Synchrotron Tomsk, 5 GeV Proton Accelerator JINR Dubna, 70 GeV Proton Accelerator IHEP Serpukhov.	روسیه	۱
1.3 GeV Synchrotron Tokyo University, 300 MeV LINAC Tohoku University, 8 GeV Spring- 8 Synchrotron, 45 MeV LINAC Hokkaido University, 100 MeV LEBRA Facility Nihon University.	ژاپن	۲
855 MeV MAMI Microtron Mainz, 80 MeV SDALINAC Darmstadt, 50 MeV ELBE LINAC Rossendorf	آلمان	۳
60 MeV LINAC Rensselaer Polytechnical Institute, 200 MeV LINAC BNL Accelerator Facility, 100 MeV LINAC Naval Postgraduate School.	آمریکا	۴
900 MeV Synchrotron Sirius, 100 keV Electron Micr. Institute for Nuclear Problem Minsk.	بلاروس	۵

## ۲. مکانیسم تولید و ویژگی‌های پرتوی ایکس پارامتری

تابش پرتوی ایکس پارامتری (PXR) در واقع یک نوع خاصی از تابش‌های الکترومغناطیسی است که هنگام عبور ذرات باردار نسبیتی از درون بلور تولید می‌شود. توزیع تناوبی اتم‌ها در بلور، حرکت ذرات باردار را تحت تأثیر قرار می‌دهند و در اثر این برهم‌کنش، پرتوی ایکس با ویژگی‌های منحصربه‌فرد گسیل می‌شود. مکانیسم تولید PXR با پراش شبه فوتون‌های وابسته به الکترون‌های نسبیتی از صفحات بلوری قابل توصیف است. میدان‌های الکترومغناطیسی وابسته به الکترون‌های نسبیتی با انرژی  $E \gg mc^2$  را که با سرعت  $\vec{v}$  در حال حرکت‌اند، می‌توان مانند مجموعه‌ای از شبه فوتون‌هایی فرض کرد که با بردار موج  $\vec{k} \approx \omega \vec{v} / v^2$  درون مخروط کوچکی با زاویه  $\Delta\theta \approx \gamma^{-1} = mc^2 / E$  حول  $\vec{v}$ ، برای حرکت الکترون‌های نسبیتی منتشر می‌شوند. توزیع طیفی شبه فوتون‌ها از رابطه زیر به دست می‌آید [۱]:

$$n(\omega) = \frac{e_0^2}{2\hbar\omega\pi v} \text{Ln}(\eta \frac{E}{\hbar\omega}); \quad \hbar\omega \ll E. \quad (1)$$

که در آن،  $\hbar\omega$  انرژی شبه فوتون،  $\eta \approx 1$  و  $e_0$  بار الکتریکی الکترون است. از این طیف پیوسته، شبه فوتون‌هایی که بردار موج آن‌ها با یکی از بردارهای شبکه وارون،  $\vec{g}$ ، بتواند شرط براگ را برآورده سازند،  $(\vec{k} + \vec{g})^2 \cong k^2$ ، پراشیده می‌شوند و می‌تواند ماکزیمم تابش PXR را در زاویه  $2\theta_B$  نسبت به جهت حرکت الکترون‌ها مشاهده کرد (شکل ۱). همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، الکترون با زاویه  $\theta_B$  به صفحات بلوری فرود می‌آید و PXR با زاویه  $2\theta_B$  نسبت به جهت حرکت الکترون گسیل می‌شود. برای جهت‌های مجاز پراش، PXR درون یک مخروطی با محور  $\vec{k}_B = \omega_B \vec{v} / v^2 + \vec{g}$  و زاویه بسیار کوچک  $\Delta\theta \approx \gamma^{-1} = mc^2 / E$  صورت می‌گیرد. انرژی PXR از رابطه زیر قابل محاسبه است [۱]:

$$E_{\text{PXR}} \approx \hbar\omega_B^{(n)} = \hbar c \frac{\pi}{d \sin \theta_B} n, \quad (2)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots; \quad d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}.$$

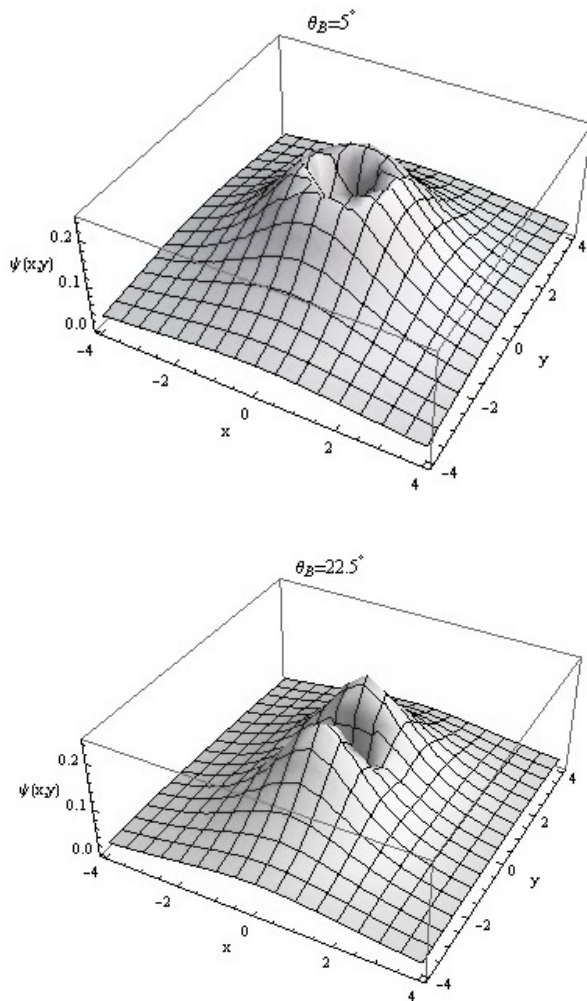
بررسی ساختار بلوری، خواص الکتریکی و مغناطیسی مواد در مقیاس نانو، نیازمند باریکه پرتوی ایکس پرشدت، تکفام و قطبیده است [۶]. در حال حاضر، منبع اصلی تولید این پرتوها سنکروترون است. در سنکروترون طیف وسیعی از پرتوها تولید می‌شود که با استفاده از بلورهای تکفام‌ساز و سایر تجهیزات مرتبط، یک باریکه تقریباً تکفام پرتوی ایکس به دست می‌آید. امروزه با استفاده از تابش سنکروترون، نتایج جدید و خوبی در برنامه‌های بنیادی و کاربردی به دست آمده است [۷]. با وجود ویژگی‌های منحصربه‌فرد تابش سنکروترون، یک اشکال مهم نیز دارد و آن پیچیدگی و هزینه بالای نصب و راه‌اندازی سنکروترون است. امروزه، تحقیقات گسترده‌ای با هدف دستیابی به تابش‌های پر شدت و تکفامی که در مقایسه با تابش سنکروترون ارزان‌تر و آسان‌تر باشد، صورت می‌گیرد. مطالعات نظری و تجربی انجام شده تا به حال نشان می‌دهند که چشم‌انداز خوبی برای توسعه بیشتر و به‌کارگیری تابش‌های حاصل از الکترون‌های نسبیتی در شتاب‌دهنده‌های خطی وجود دارد [۱].

از میان بسیاری از مکانیسم‌های تابش ذرات باردار نسبیتی در محیط [۸]، یکی از گزینه‌هایی که به احتمال زیاد بتواند جایگزین تابش سنکروترون شود، تابش پرتوی ایکس پارامتری است. مکانیسم تولید تابش پرتوی ایکس پارامتری، با پراش شبه فوتون‌های وابسته به الکترون‌های نسبیتی از صفحات بلوری قابل توصیف است و ویژگی‌های پرتوی گسیلی به پارامترهای بلور و انرژی الکترون فرودی بستگی دارد [۹].

در اغلب آزمایش‌ها از مدل سینماتیکی پراش برای آنالیز توزیع طیفی-زاویه‌ای پرتوی ایکس پارامتری در بلورهای نازک استفاده شده است [۱۰] که اغلب نتایج با پیش‌بینی‌های مدل سینماتیکی، در توافق خوبی بوده است. در چندین آزمایش نیز گزارش شده است که نتایج تجربی با مدل سینماتیکی در توافق خوبی نیستند [۱۱]؛ لذا نیازمند مدل جامع‌تری هستیم که بتواند تابش حاصل از الکترون‌های نسبیتی را هم در بلورهای نازک و هم ضخیم، تجزیه و تحلیل کند.

در این مقاله، با در نظر گرفتن اثرات دینامیکی پراش، ویژگی‌های پرتوی ایکس پارامتری حاصل از الکترون‌های نسبیتی در بلور سیلیسیم، مورد مطالعه قرار گرفته است.

تابع  $\psi(x,y)$  برای بلورهای مختلف شکل یکسانی دارد و در آن، محور  $x$  در صفحه بردارهای  $\vec{v}$  و  $\vec{g}$  است و محور  $y$  بر این صفحه عمود است. در شکل (۲)، توزیع زاویه‌ای PXR روی صفحه آشکارساز برای دو زاویه براگ،  $\theta_B$ ، نشان داده شده است.

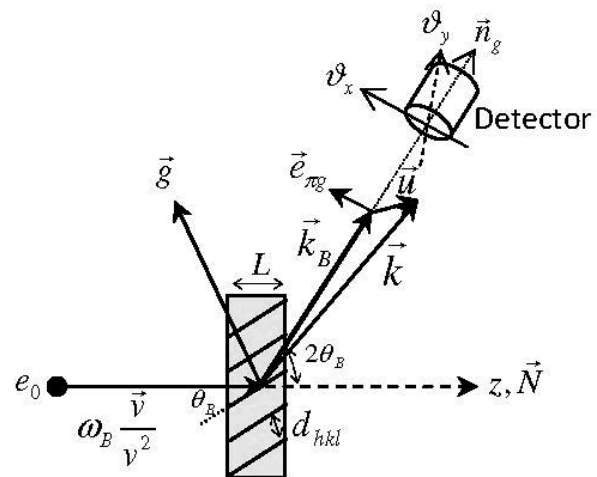


شکل ۲: توزیع زاویه‌ای PXR در زوایای مختلف پراش

در شکل (۲) مشاهده می‌کنیم که با افزایش زاویه پراش، تقارن تابش صورت گرفته در محل آشکارساز به هم می‌خورد. در  $\theta_B = 45^\circ$  یک تابش کاملاً قطبیده در راستای محور  $y$  (با قطبش  $\sigma$ ) تولید خواهد شد. علت اینکه به مرکز تصویر یا آشکارساز هیچ فوتون PXR برخورد نکرده، این است که هیچ شبه فوتون وابسته به الکترون نسبیتی نمی‌تواند دقیقاً در راستای حرکت الکترون باشد؛ بنابراین، در مرکز تصویر یا دقیقاً هم‌جهت

که در آن،  $n$  مرتبه پراش،  $a$  ثابت شبکه،  $\{hkl\}$  اندیس‌های میلر و  $d$  فاصله بین صفحات بلوری است.

با توجه به رابطه (۲)، انرژی PXR با دوران بلور تغییر می‌کند؛ یعنی اینکه با دوران‌های بسیار کوچک بلور می‌توان انرژی پرتوهای گسیلی را تنظیم کرد. علاوه بر این، پهنای طیف گسیلی، برای الکترون‌های نسبیتی  $\Delta E_{PXR} / E_{PXR} \approx \gamma^{-1} = mc^2 / E$  بسیار کم بوده؛ یعنی اینکه انرژی پرتوهای گسیل شده تقریباً تکفام است.



شکل ۱: طرحی از برهمکنش الکترون با صفحات بلوری و تولید PXR

توزیع زاویه‌ای PXR در اطراف بردار  $\vec{k}_B$ ، با رابطه زیر قابل توصیف است [۱۰]:

$$\frac{\partial^2 N_{PXR}}{\partial x \partial y} = N_0 \psi(x, y); \quad x, y = \frac{\theta_{x,y}}{\theta_{ph}},$$

$$N_0 = \frac{e_0^2}{4\pi\hbar c} \frac{\omega_B L_{abs}}{c} \frac{|\chi_g|^2}{\sin^2 \theta_B} \left(1 - e^{-\frac{L}{L_{abs}}}\right),$$

$$\psi(x, y) = \frac{x^2 \cos^2 2\theta_B + y^2}{(x^2 + y^2 + 1)^2},$$

$$\vec{y} \parallel [\vec{v}\vec{g}]; \quad \vec{x} \parallel [\vec{y}\vec{k}_B]. \quad (3)$$

که در آن،  $L$  ضخامت بلور،  $L_{abs}$  طول جذب که به جنس بلور و انرژی فوتون وابسته است،  $\omega_B$  بسامد زاویه‌ای PXR در حالت برقراری شرط براگ،  $\theta_B$  زاویه براگ و  $\chi_g$  مؤلفه فوریه برای ثابت دی‌الکتریک بلور است که مستقیماً به دامنه پراکندگی همدوس فوتون‌ها از اتم‌های بلور وابسته است. واضح است که

چندگانه و تأثیر آن بر شار پرتوهای پراشیده، پدیده‌های جدیدی رخ خواهد داد که در بلورهای نازک قابل مشاهده نیستند [۱۲]. در چارچوب نظریهٔ دینامیکی پراش، توزیع زاویه‌ای تابش پرتوی ایکس پارامتری حاصل از الکترون‌های نسبیته در یک بلور برای فوتون‌هایی با انرژی  $\hbar\omega_B$  و با قطبش‌های  $\pi$  و  $\sigma$  در اطراف قلهٔ پراش در حالت لایه، از فرمولی که به تازگی اثبات شده است، به دست می‌آید [۱۳]:

$$\frac{\partial^2 N_\pi}{\partial \vartheta_x \partial \vartheta_y} = N_g \frac{\beta}{\phi_\pi} \times \frac{(\vartheta_x^2 + \frac{1}{2} \vartheta_s^2) \cos^2 2\theta_B}{[\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_{ph}^2]^2 + \beta \cos^2 2\theta_B |\chi_g|^2},$$

$$\frac{\partial^2 N_\sigma}{\partial \vartheta_x \partial \vartheta_y} = N_g \frac{\beta}{\phi_\sigma} \times \frac{\vartheta_y^2 + \frac{1}{2} \vartheta_s^2}{[\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_{ph}^2]^2 + \beta |\chi_g|^2}, \quad (4)$$

که در آن

$$\phi_s(\eta^2) = -\frac{(1+\beta)}{2} [1 - \frac{\beta\alpha - \chi'_0(1+\beta) - 2\beta(\alpha - \Delta'_s/\chi'_0)/(1+\beta)}{\sqrt{[\beta\alpha - \chi'_0(1+\beta)]^2 + 4\beta(\chi'_0\alpha - \Delta'_s)}}],$$

$$N_g = \frac{e_0^2}{4\pi\hbar c} \frac{|\beta|\chi_g|^2}{\sin^2 \theta_B} \frac{\omega_B L_{abs}}{c} [1 - \exp(-\frac{L}{L_{abs}})],$$

$$\theta_{ph}^2 = \frac{m^2 c^4}{E^2} + \theta_s^2 + |\chi'_0|; \theta_s = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\frac{L}{L_{rad}}},$$

$$\eta^2 = 2[\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \theta_s^2 + \frac{m^2 c^4}{E^2}]; \beta = \frac{\cos 2\theta_B}{\cos(\vec{v}\vec{N})},$$

$$\alpha = -\frac{\eta^4 + 2\eta^2 |\chi'_0|(1+\beta) + 4\beta\Delta'_s}{2\beta(\eta^2 + 2|\chi'_0|)},$$

$$\Delta_s = \chi_0^2 - c_s^2 \chi_g \chi_{-g} = \Delta'_s + i\Delta''_s. \quad (5)$$

در اینجا  $L_{rad}$  طول تابش که برای بلور سیلیسیم برابر  $9.36 \text{ cm}$  است و ضریب  $c_s$  فاکتور قطبش نامیده می‌شود ( $c_\pi = \cos 2\theta_B$  و  $c_\sigma = 1$ ) با در نظر گرفتن اثر پراکندگی چندگانه در تقریب سینماتیکی (فرمول ۳) خواهیم داشت:

با  $\vec{k}_B$  هیچ تابشی نخواهیم داشت، مگر اینکه پس از ورود الکترون به بلور، در اثر فرایند پراکندگی چندگانه، تعدادی از شبه فوتون‌ها در راستای  $\vec{v}$  قرار بگیرند که در آن صورت در مرکز آشکارساز هم، تابش پرتوی ایکس پارامتری خواهیم داشت، ولی در شکل (۲) سهم پراکندگی چندگانه در نظر گرفته نشده است، اما در ادامه، آن را به حساب خواهیم آورد.

### ۳. اثرات دینامیکی پراش برای تابش پرتوی ایکس

#### پارامتری

می‌دانیم که در پراکندگی کشسان فقط جهت بردار موج تغییر می‌کند؛ یعنی فرکانس فوتون‌های فرودی با فرکانس باریکهٔ پراکنده یا پراشیده برابر است. اگر انرژی فوتون فرودی به مراتب بزرگ‌تر از انرژی پتانسیل برهم‌کنش آن با محیط باشد، شدت باریکهٔ پراشیده شده بسیار کمتر از شدت باریکهٔ فرودی خواهد بود و می‌توان از تقریب اول بورن برای محاسبهٔ دامنهٔ موج پراشیده و به تبع آن، شدت باریکهٔ پراشیده استفاده کرد که در این حالت، پراش اشعهٔ ایکس با تقریب سینماتیک نامیده می‌شود و بیانگر محدودیت در ضخامت بلور خواهد بود ( $L < 1/k|\chi_g| \ll L_{abs}$ )، یعنی تقریب سینماتیکی پراش برای بلورهای نازک به کار می‌رود و از پراکندگی چندگانه و تأثیر آن بر شار عبوری چشم‌پوشی می‌شود. اگر  $L \ll L_{abs}$  باشد، می‌توانیم عبارت نمایی رابطه (۳) را بسط دهیم ( $1 - \exp[-L/L_{abs}] \approx L/L_{abs}$ ) و نشان دهیم که شدت موج پراشیده از یک بلور ایده‌آل با ضخامت بلور متناسب است [۱۰]. بنابراین، انتظار داریم در بلورهای ضخیم، شدت موج پراشیده بیشتر باشد که در آن حالت، تقریب سینماتیکی معتبر نیست و لازم است از یک توصیف دینامیکی با در نظر گرفتن فرایند پراکندگی چندگانه استفاده شود. معمولاً توصیف دینامیکی پراش پرتوی ایکس از حل معادلهٔ ماکسول آغاز می‌شود. در پراش دینامیکی پرتوی ایکس میدان موج الکترومغناطیسی درون بلور با بردار میدان الکتریکی توصیف می‌شود و به دلیل ساختار تناوبی بلور، برای حل معادلهٔ موج دیفرانسیلی از قضیهٔ بلوخ استفاده می‌شود که با توجه به آن دو موج تخت قوی در بلور اجازهٔ انتشار می‌یابند. در بلورهای ضخیم به دلیل رخ دادن فرایند پراکندگی

برای PXR با قطبش  $\sigma$  در بلور سیلیسیم مقایسه کنیم. اغلب پارامترها با توجه به آزمایش‌های صورت گرفته در میکروترون 855MeV مایزن آلمان انتخاب شده است [۱۱]. پارامترهای مورد نیاز در جدول (۲) آورده شده است [۱۴].

جدول ۲: پارامترهای بلور برای تولید PXR [۱۴]

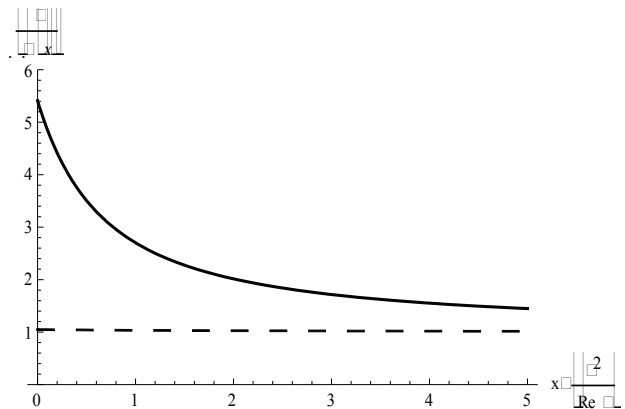
بلور	$\hbar\omega_B$ (keV)	d (Å°)	L <sub>abs</sub> (μm)	$\chi_g$ (10 <sup>-6</sup> )	$\theta_B$ (deg.)
Si (220)	۰.۱۶۶	۱.۹۲	۱۹.۵۶	۲۲.۶	۳۸.۷
Si (111)	۰.۱۶۶	۳.۱۳	۱۹.۵۶	۱۹.۶	۲۲.۵
Si (220)	۸.۴۳۲	۱.۹۲	۸۰.۳۸	۸.۴	۲۲.۵

در ادامه، اثرات دینامیکی پراش به صورت کیفی به تصویر کشیده شده است. در شکل (۴)، نحوه تغییرات شدت و توزیع زاویه‌ای فوتون‌های PXR تولیدشده با انرژی 5.166 keV با افزایش انرژی تک‌الکترون فرودی در Si (220) نشان داده شده است. واضح است که با افزایش انرژی الکترون، شدت PXR افزایش می‌یابد و این افزایش شدت حالت اشباع دارد؛ یعنی برای مدل سینماتیکی آستانه انرژی اشباع در حدود 300MeV و برای مدل دینامیکی در حدود 1000MeV است. این افزایش انرژی اشباع الکترون در مدل دینامیکی باعث می‌شود که شدت PXR الکترون‌های فوق نسبیتی نسبت به مدل سینماتیکی افزایش چشمگیری داشته باشد. با توجه به شکل (۴) (a) اگر انرژی الکترون در حدود 100MeV باشد، نتیجه هر دو مدل سینماتیکی و دینامیکی تقریباً یکسان خواهد بود، اما حتماً باید اثر فرایند پراکندگی چندگانه را در نظر گرفت. به زبان ریاضی، با کاهش E، کمیت‌های  $\theta_s$  و  $\eta^2$  افزایش می‌یابند و باعث پهن شدن پیک و همچنین کاهش اثرات دینامیکی ( $\beta/\phi_\sigma$ ) می‌شوند. با افزایش انرژی الکترون‌ها، احتمال پراکندگی چندگانه الکترون‌ها کاهش می‌یابد و تعداد کمی از شبه فوتون‌های وابسته به الکترون‌های نسبیتی می‌توانند دقیقاً در جهت اولیه حرکت الکترون قرار گیرند و در نتیجه آن، در مرکز تصویر ( $\theta_y = 0$ ) یا دقیقاً هم‌جهت با  $\vec{k}_B$ ، تعداد کمی فوتون PXR خواهیم داشت.

$$\frac{\partial^2 \tilde{N}_\pi}{\partial \theta_x \partial \theta_y} = N_g \frac{(\theta_x^2 + \frac{1}{2} \theta_s^2) \cos^2 2\theta_B}{[\theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_{ph}^2]^2},$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{N}_\sigma}{\partial \theta_x \partial \theta_y} = N_g \frac{\theta_y^2 + \frac{1}{2} \theta_s^2}{[\theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_{ph}^2]^2}, \quad (6)$$

با نگاهی کلی متوجه می‌شویم که عمده‌ترین تفاوت بین نتایج دینامیکی پراش (رابطه ۴) و نتایج سینماتیکی پراش (رابطه ۶)، وجود تابع  $\beta/\phi(\eta^2)$  است. شکل (۳) نحوه تغییرات توابع  $\beta/\phi_\pi$  و  $\beta/\phi_\sigma$  را برای فوتون‌های PXR با انرژی 5.166 keV در بلور سیلیسیم در بازتاب (220) نشان می‌دهد.



شکل ۳: نحوه تغییرات توابع  $\beta/\phi_\pi$  (خط چین) و  $\beta/\phi_\sigma$  (خط پر) برای فوتون‌هایی PXR با انرژی  $\hbar\omega_B = 5.166 \text{ keV}$  در بلور Si(220)

در شکل (۳) به وضوح نشان داده شده که شدت فوتون‌ها با قطبش  $\sigma$  برای الکترون‌های فوق نسبیتی، به شدت افزایش می‌یابد، یعنی اینکه اثرات دینامیکی پراش می‌تواند باعث تغییر در قطبش PXR شود و می‌توان یک تابش تقریباً قطبیده خطی با قطبش  $\sigma$  به دست آورد؛ بنابراین در ادامه، فقط PXR با قطبش  $\sigma$  را مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌دهیم.

#### ۴. نتایج محاسبات عددی

اکنون می‌خواهیم نتایج حاصل از نظریه دینامیکی پراش (رابطه ۴) را با نتایج حاصل از تقریب سینماتیکی پراش (رابطه ۶)،

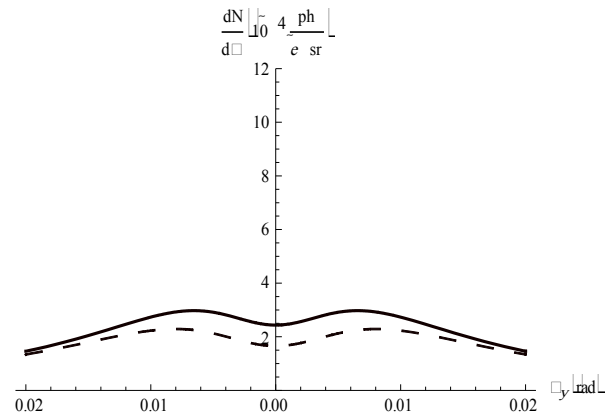
جابه‌جا می‌شود. در واقع، تابش صورت گرفته از الکترون‌های پرانرژی‌تر، متمرکزتر و دارای شدت بیشتر است.

در شکل (۵) (a) و (b)، افزایش شدت PXR با کاهش زاویهٔ براگ نشان داده شده است و از مقایسهٔ (b) و (c) مشاهده می‌شود که در زاویهٔ براگ یکسان شدت فوتون‌های پرانرژی PXR بیشتر است و دلیل آن هم بالابودن طول جذب برای فوتون‌های پرانرژی است.

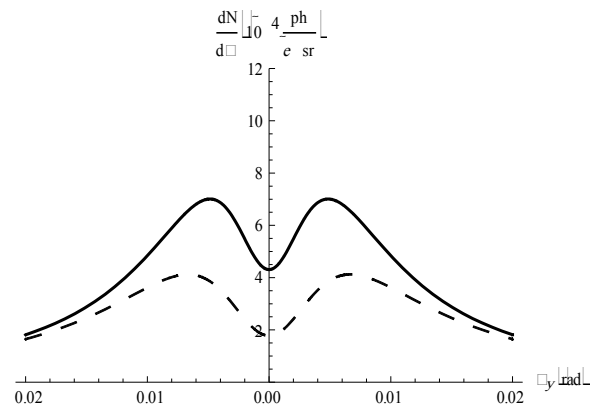
### ۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله، مکانیسم تولید و ویژگی‌های مهم تابش پرتوی ایکس پارامتری (PXR) در چارچوب نظریه‌های دینامیکی و سینماتیکی پراش مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. توزیع زاویه‌ای PXR نشان می‌دهد که اثرات دینامیکی پراش باعث افزایش شدت، افزایش آستانهٔ انرژی اشباع و تغییر در قطبش PXR می‌شود و در زاویه‌های براگ بزرگ تقریباً یک تابش قطبیده خطی به دست می‌آید. توزیع فضایی PXR درون یک مخروط با زاویهٔ فضایی بسیار کوچک قرار می‌گیرد و امکان متمرکز کردن آن روی نمونه‌هایی با ابعاد میکرو و نانومتر وجود دارد. به علاوه محاسبات نشان می‌دهند که انرژی الکترون‌های نسبیتی و پارامترهای بلور بر شدت و توزیع زاویه‌ای تابش PXR تأثیر می‌گذارند.

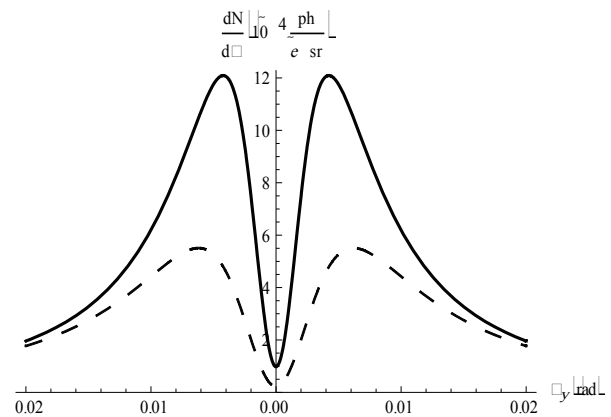
بنابراین به علت درخشندگی بالا، تکفام بودن، تنظیم‌پذیر بودن و متمرکز بودن تابش اشعهٔ ایکس پارامتری، افق جدیدی برای استفاده از PXR در آنالیز نانو ساختارها، رادیوگرافی بسیار دقیق، شناسایی مواد با توجه به لبهٔ جذب آن‌ها، اندازه‌گیری سطح مقطع برهم‌کنش پرتو با عناصر مختلف و تحقیقات لیزر گاما به وجود آمده است.



a)  $E = 100 \text{ MeV}$ ,  $\hbar\omega_B = 5.166 \text{ keV}$



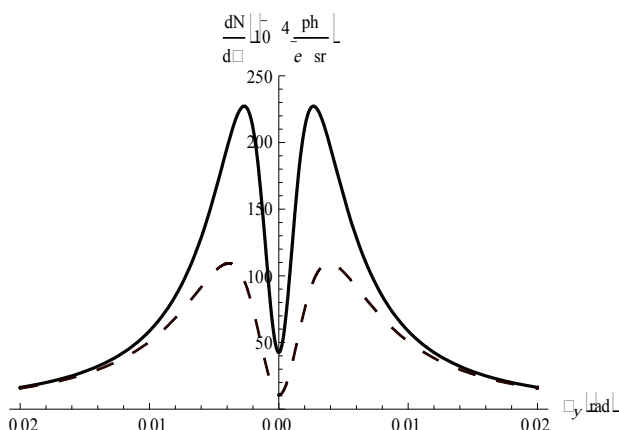
b)  $E = 200 \text{ MeV}$ ,  $\hbar\omega_B = 5.166 \text{ keV}$



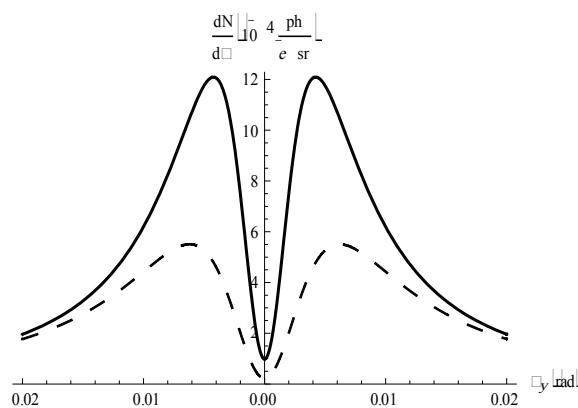
c)  $E = 855 \text{ MeV}$ ,  $\hbar\omega_B = 5.166 \text{ keV}$

شکل ۴: افزایش شدت PXR با افزایش انرژی الکترون نسبیتی در بلور Si با ضخامت  $L = 124 \mu\text{m}$  (خط پر مربوط به مدل دینامیکی پراش و خط چین مربوط به مدل سینماتیکی پراش است).

به‌علاوه در شکل (۴) (a) تا (c) مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی الکترون‌ها، محل قلهٔ PXR به سمت مرکز تصویر ( $\theta_y = 0$ )



c) Si(220),  $\hbar\omega_B = 8.432 \text{ keV}$ ,  $\theta_B = 22.5^\circ$

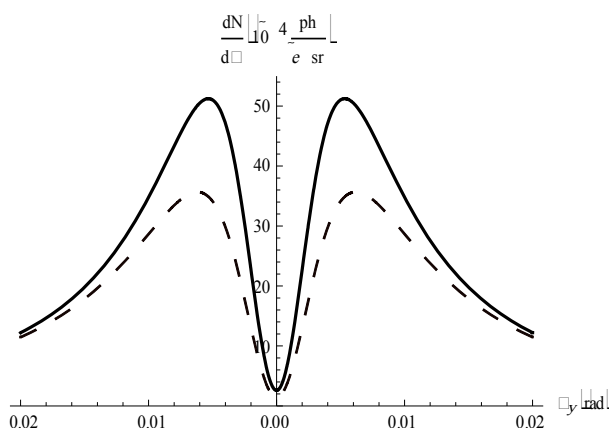


a) Si(220),  $\hbar\omega_B = 5.166 \text{ keV}$ ,  $\theta_B = 38.7^\circ$

شکل ۵: افزایش شدت PXR با قطبش  $\sigma$  در بلور Si با ضخامت  $L = 124 \mu\text{m}$  با کاهش زاویه براگ و افزایش انرژی فوتون‌های PXR (خط پر مربوط به مدل سینماتیکی پراش و خط چین مربوط به مدل سینماتیکی پراش است).

### ۶. سپاسگزاری

از راهنمایی‌های ارزشمند پرفسور ایلیا فرانچوک صمیمانه تشکر می‌کنیم. این کار با حمایت‌های مالی دانشگاه آزاد اسلامی واحد ملایر انجام شده است.



b) Si(111),  $\hbar\omega_B = 5.166 \text{ keV}$ ,  $\theta_B = 22.5^\circ$

### ۷. مراجع

- [1] V. Baryshevsky, I. Feranchuk, A. Ulyanenko, *Parametric X-ray Radiation in Crystals: Theory, Experiment and Applications*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005) 165p.
- [2] B. Sones, Y. Danon, R. Block, *Production and application of a novel energy-tunable X-ray source at the RPI LINAC*, Nucl. Instr. Meth. B 261 (2007) 98-101.
- [3] I.D. Feranchuk, A.S. Lobko, *Applications of parametric x-rays for x-ray diffraction analysis*, Nucl. Instr. Meth. B 266 (2008) 3888-3892.
- [4] K.B. Korotchenko, Yu.L. Pivovarov, Y. Takabayashi, *Experimental and theoretical study of PXRC (Parametric X-Radiation at Channeling) from 255MeV electrons in Si*, Nucl. Instr. Meth. B 309 (2013) 25-29.
- [5] Y. Takabayashi, A.V. Shchagin, *Observation of parametric X-ray radiation by an imaging plate*, Nucl. Instr. Meth. B 278 (2012) 78-81.
- [6] A. Benediktovich, I. Feranchuk, A. Ulyanenko, *Theoretical Concepts of X-Ray Nanoscale Analysis Theory and Applications*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2014) 318 p.
- [7] R. Röhlberger, *Nuclear Condensed Matter Physics with Synchrotron Radiation: Basic Principles, Methodology and Applications*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2004) 318 p.
- [8] A.P. Potylitsyn, et al., *Diffraction Radiation from Relativistic Particles*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2010) 277 p.
- [9] A.P. Potylitsyn, *Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2011) 213 p.
- [10] I.D. Feranchuk, A.V. Ivashin, *Theoretical investigation of the parametric X-ray features*, J. physique 44 (1985) 1981-1986.
- [11] K.H. Brenzinger, et al., *Investigation of the production mechanism of parametric X-ray radiation*, Z. Phys. A. 358 (1997) 107-114.

- [12] A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction*, (Oxford University Press, 2001) 661 p.
- [13] A. Ahmadi, I. Feranchuk, *Increase of Parametric X-ray Intensity due to the Borrmann Effect*, Nucl. Instr. Meth. B, 311 (2013) 78-85.
- [14] S.A. Stepanov, *X-ray Dynamical Diffraction web server*, <<http://sergey.gmca.aps.anl.gov>>.