

## استفاده از شتابگر الکترونی $10 \text{ MeV}$ برای تولید تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس نرم

عباس احمدی<sup>۱</sup>، کامران احمدی<sup>۲</sup> و شکوفه خالقی<sup>۳</sup>

۱. گروه مهندسی هسته‌ای، واحد ملایر، دانشگاه آزاد اسلامی، ملایر

۲. دانشکده مهندسی شیمی، دانشگاه تهران، تهران

۳. باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان، واحد ملایر، دانشگاه آزاد اسلامی، ملایر

### چکیده

تابش چرنکوف هنگام حرکت ذرات باردار نسبیتی در یک محیط مادی با ضریب شکست بزرگ‌تر از یک به وجود می‌آید. اگر چه ضریب شکست مواد در ناحیه پرتو ایکس در حالت کلی کوچک‌تر از یک است، اما در نزدیکی لبه‌های جذب اتمی ضریب شکست مواد می‌تواند بزرگ‌تر از یک شود و تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس نرم با پهنای باند بسیار باریک تولید شود. در این مقاله، توزیع طیفی-زاویه‌ای و ویژگی‌های تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس به دقت مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهند که با استفاده از شتابگرهای الکترونی با انرژی حدود  $10 \text{ MeV}$  و با چگالی جریان متوسط  $20 \text{ mA/mm}^2$  و با انتخاب ورقه‌هایی از مواد مختلف با ضخامت چند میکرومتر، می‌توان باریکه پرتو ایکس تکفام با شدتی در حدود  $10^{-4} \text{ ph/el}$  در محدوده انرژی  $50 \text{ eV}$  تا  $1 \text{ keV}$  تولید کرد. این چشمه نوین پرتو ایکس نرم، به دلیل درخشندگی زیاد و تکفام بودنش می‌تواند در میکروسکوپی پرتو ایکس نرم، طیف سنجی فوتوالکترون، آنالیز عناصر بسیار کم مقدار و دیگر زمینه‌های تحقیقاتی مورد استفاده قرار گیرد.

واژه‌های کلیدی: شتابگر الکترونی، تابش چرنکوف، پرتو ایکس نرم

### ۱. مقدمه

گسترده برای تعیین سرعت ذرات باردار، شناسایی ذرات هادرونی و ردیابی یک فرایند مورد استفاده قرار می‌گیرند [۲]. در حالت کلی ضریب شکست مواد در ناحیه پرتو ایکس، کوچک‌تر از یک است و تابش چرنکوف نمی‌تواند رخ دهد. اما در نزدیکی لبه‌های جذب اتمی  $K$ ،  $L$  و  $M$  ضریب شکست مواد می‌تواند بزرگ‌تر از یک شود و امکان تولید تابش چرنکوف در ناحیه

اگر ذره بارداری در یک محیط مادی با ضریب شکست بزرگ‌تر از یک حرکت کند، امکان تابش چرنکوف وجود دارد، به شرط آنکه سرعت ذره باردار بیشتر از سرعت نور در آن محیط باشد [۱]. تاکنون تابش چرنکوف در ناحیه بسامد اپتیکی به دقت بررسی شده است و آشکار سازهای چرنکوف به صورت

که در آن  $\epsilon_r(\omega)$  ثابت دی الکتریک،  $n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r(\omega)}$  ضریب شکست،  $f_1(\omega)$  و  $f_2(\omega)$  به ترتیب قسمت‌های حقیقی و موهومی عامل پراکندگی اتمی،  $\chi'(\omega)$  و  $\chi''(\omega)$  به ترتیب قسمت‌های حقیقی و موهومی ضریب حساسیت پذیری الکترونیکی (قطبش پذیری الکترونیکی) محیط هستند و  $r_e$  شعاع الکترون،  $\rho_e$  چگالی الکترونی محیط و  $\lambda$  طول موج پرتو ایکس است.

اطلاعات تجربی در مورد ثابت دی الکتریک مختلط در ناحیه پرتو ایکس کمیاب است. در حال حاضر چند بانک اطلاعاتی برای عامل پراکندگی اتمی و ثابت دی الکتریک در ناحیه پرتو ایکس وجود دارد. یکی از آنها بانک اطلاعات چانتر<sup>۲</sup> در وب سایت NIST [۹] و دیگری بانک اطلاعات هنکه<sup>۳</sup> که در وب سایت CXRO قرار دارد [۱۰]. با توجه به اینکه بانک اطلاعات هنکه بر اساس اندازه‌گیری میزان جذب فوتون در عناصر مختلف است، می‌تواند برای تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس نرم بهتر باشد. شرایط تابش چرنکوف ایجاب می‌کند که قسمت حقیقی ثابت دی الکتریک بزرگ‌تر از یک شود. بنابراین لازم است بررسی شود که برای چه عناصری و در چه شرایطی، قسمت حقیقی ثابت دی الکتریک در ناحیه پرتو ایکس بزرگ‌تر از یک و امکان تابش XCR حاصل خواهد شد. مطالعات نشان می‌دهند که در نزدیکی لبه‌های جذب احتمال تابش XCR زیاد است. عناصری که لبه جذب شدید با شروع تیز دارند و لبه‌های جذب متوالی به اندازه کافی از یکدیگر جدا و دور باشند، مستعد این تابش هستند.

طبق معادله فرانک-تام در تابش چرنکوف، تعداد فوتون‌های گسیل شده به ازای یک الکترون در واحد طول مسیر ذره باردار و در واحد بازه بسامدی برابر است با [۲]:

$$\frac{d^2N}{d\omega dz} = \frac{\alpha}{c} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 \epsilon_r(\omega)}\right), \quad (2)$$

که در آن  $\alpha = \frac{1}{137}$  ثابت ساختار ریز،  $v$  سرعت ذره باردار و  $c$  سرعت نور است. اثبات شده است که انتشار تابش چرنکوف در یک زاویه مشخص نسبت به مسیر حرکت ذره باردار

پرتو ایکس (XCR)<sup>۱</sup> فراهم شود. از آنجا که ضریب شکست مواد یک تابع مختلط از بسامد می‌باشد، در نزدیکی لبه‌های جذب اتمی قسمت‌های موهومی و حقیقی ضریب شکست، دچار تغییرات شدیدی می‌شوند و در نتیجه برای محدوده بسیار باریکی از طیف پرتو ایکس، ضریب شکست مواد بزرگ‌تر از یک شده و کانال‌هایی برای تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس ایجاد می‌شود [۳]. با توجه به اینکه پهنای لبه جذب عناصر بسیار کم و حدود چند الکترون ولت می‌باشد، در واقع پرتو ایکس تولید شده شبه تکفام با پهنای باند بسیار کم است. تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس (XCR) برای اولین بار در سال ۱۹۷۶ توسط بازلیف و همکارانش به صورت نظری پیش بینی شد [۴] و ایشان سرانجام در سال ۱۹۸۲ توانستند وجود این نوع تابش را به صورت تجربی ثبت کنند [۵]. تاکنون تحقیقات نظری و تجربی زیادی در زمینه XCR صورت گرفته است [۶-۷]. یکی از موفق‌ترین آزمایش‌های تولید تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس نرم، مربوط به تولید فوتون‌های پر شدت با انرژی حدود ۱۰۰ eV در اثر برهم‌کنش الکترون‌هایی با انرژی ۵ MeV و ورقه نازکی از سیلیسیم با ضخامت حدود ۱۰ میکرومتر است [۸].

در این مقاله، توزیع طیفی-زاویه‌ای تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس تجزیه و تحلیل شده و امکان استفاده از شتابگرهای الکترونی کوچک و مواد تابش‌زای مختلف برای تولید پرتو ایکس تقریباً تکفام بررسی و شرایط بهینه برای تولید تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس نرم تعیین شده است.

## ۲. تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس نرم

تابش چرنکوف به ضریب شکست یا ثابت دی الکتریک محیط وابسته است. در حالت کلی ثابت دی الکتریک یک تابع مختلط وابسته به بسامد میدان موج فرودی است که قسمت موهومی آن پدیده جذب را تشریح می‌کند و می‌توان نوشت [۳]:

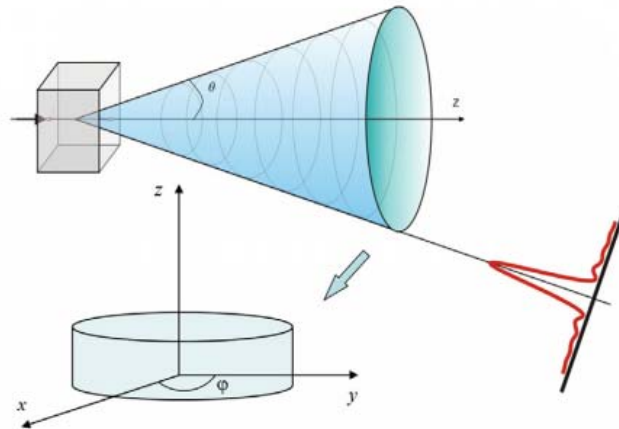
$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\rho_e r_e \lambda^2}{\pi} [f_1(\omega) - i f_2(\omega)] \quad (1)$$

$$= 1 + \chi'(\omega) + i \chi''(\omega),$$

۲. Chantler

۳. Henke

۱. X-ray Cherenkov Radiation



شکل ۱. طرح کلی از تابش چرنکوف.

تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس را نمی‌توان با جایگذاری ثابت دی‌الکتریک مختلط در معادله فرانک-تام به آسانی حساب کرد، زیرا معادله فرانک-تام فقط برای محیط‌های شفاف نوشته شده و اثر جذب در این محیط منظور نشده است. بنابراین می‌توانیم فرایندهای تولید و جذب تابش چرنکوف را به طور جداگانه بررسی کنیم. ابتدا فرایند تولید تابش چرنکوف را برای  $\omega > \omega_c$  بررسی و سپس پدیده جذب را به حساب می‌آوریم (می‌دانیم که  $\chi''(\omega)$  پدیده جذب را تشریح می‌کند). پدیده جذب به طور جدی بر  $XCR$  تأثیر می‌گذارد، بنابراین فقط فوتون‌های تولید شده در عمقی برابر چند طول جذب از سطح ماده، می‌توانند از سطح ماده خارج شوند و مابقی در ماده جذب می‌شوند. با در نظر گرفتن سهم جذب تابش برای ناحیه پرتو ایکس، معادله جدیدی خواهیم نوشت.

به دلیل اینکه قسمت حقیقی ثابت دی‌الکتریک فقط کمی بزرگ‌تر از یک است، شرط چرنکوف فقط در حالتی برقرار است که سرعت ذره باردار نزدیک به سرعت نور در خلاء باشد. بنابراین بهترین گزینه برای تولید تابش چرنکوف الکترون‌ها هستند که به خاطر سبک بودنشان راحت‌تر از سایر ذرات باردار به سرعت‌های نسبی می‌رسند. می‌دانیم که سرعت الکترون‌های نسبی را می‌توان بر حسب سرعت نسبی  $\beta = v/c$  یا ضریب لورنتز  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  بیان کرد. با استفاده از معادله (۳) و نوشتن زاویه چرنکوف به صورت  $\cos\theta = 1/\beta\sqrt{\epsilon_r}$  و در نظر گرفتن

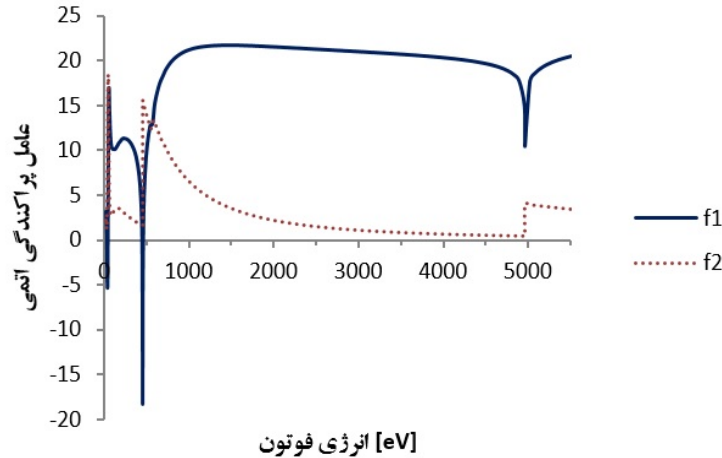
صورت می‌گیرد (شکل ۱). زاویه تابش چرنکوف از معادله زیر به دست می‌آید [۲]:

$$\cos\theta = \frac{c}{v\sqrt{\epsilon_r(\omega)}} \quad (3)$$

با جایگذاری معادله (۳) در معادله (۲) می‌توان طیف تابش چرنکوف را بر حسب زاویه تابش نوشت:

$$\frac{d^2N}{d\omega dz} = \frac{\alpha}{c} \sin^2\theta \quad (4)$$

توجه داریم که زاویه  $\theta$  تابعی از بسامد است، چون ثابت دی‌الکتریک به بسامد وابسته است. مطابق شکل ۱، توزیع فضایی تابش چرنکوف به صورت مخروط تو خالی با زاویه راس  $\theta$  نسبت به جهت حرکت الکترون است. در صورتی که الکترون در مسیر مستقیم در جهت محور  $Z$  حرکت کند، توزیع زاویه‌ای تابش مستقل از زاویه سمتی  $\phi$  خواهد بود. در این ساختار از پراکندگی چندگانه الکترون‌ها و کاهش انرژی آنها در هنگام عبور از ماده تابش‌زا صرف نظر شده است (در صورت نازک بودن ماده تابش‌زا این فرض‌ها میسر است). پراکندگی چندگانه الکترون‌ها در ماده تابش‌زا، باعث انحراف الکترون‌ها از مسیر مستقیم می‌شود و توزیع زاویه‌ای تابش به زاویه سمتی  $\phi$  وابسته خواهد بود. وقتی اتلاف انرژی و کاهش سرعت برای الکترون رخ دهد، طبق معادله (۳) زاویه راس مخروط رفته رفته کاهش می‌یابد و یک پهن شدگی در طیف تابش چرنکوف به وجود می‌آید.



شکل ۲. تغییرات قسمت‌های حقیقی و موهومی عامل پراکندگی اتمی در نزدیکی لبه‌های جذب تیتانیوم.

طول جذب برابر  $L_{abs} = c/\omega\chi''$  است. در نتیجه، تابش چرنکوف قابل مشاهده در خارج از ماده تابش‌زا برابر است با:

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{\alpha}{\omega} \frac{\chi' - \gamma^{-2}}{\chi''} \quad (9)$$

معادله (۹) شرط تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس را بیان می‌کند، یعنی شدت تابش گسیل شده وقتی زیاد است که  $\chi' - \gamma^{-2} \gg \chi''$  باشد. با توجه به اینکه اطلاعات موجود در بانک هنکه بر حسب انرژی فوتون بیان شده است، معادله (۹) را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$\frac{dN}{d(\hbar\omega)} = \frac{\alpha}{\hbar\omega} \frac{\chi' - \gamma^{-2}}{\chi''} \quad (10)$$

ما با استفاده از بانک اطلاعاتی هنکه، در شکل ۲، تغییرات شدید  $f_1(\omega)$  و  $f_2(\omega)$  قسمت‌های حقیقی و موهومی عامل پراکندگی اتمی را در لبه‌های جذب تیتانیوم به تصویر کشیده‌ایم. به وضوح لبه جذب  $M$  در انرژی  $32/6 \text{ eV}$ ، لبه جذب  $L$  در  $453/8 \text{ eV}$  و لبه جذب  $K$  در  $4966/4 \text{ eV}$  قابل مشاهده است. واضح است که فقط  $f_1(\omega)$  در دو ناحیه با پهنای باندها بسیار کم منفی است و قسمت حقیقی ضریب شکست بزرگ‌تر از یک می‌شود و امکان تابش چرنکوف به وجود می‌آید، ولی در نقاط دور از لبه جذب اتمی مقدار  $f_1(\omega)$  مثبت است و امکان تابش چرنکوف وجود ندارد. با استفاده از معادله (۱) و مقادیر  $f_1(\omega)$  و  $f_2(\omega)$  مقادیر  $\chi''(\omega)$  و  $\chi'(\omega)$  تعیین و نحوه تغییرات آنها را در شکل ۳ نشان

رابطه  $\tan^2 \theta = 1 + \frac{1}{\cos^2 \theta}$  و جایگذاری قسمت حقیقی ضریب شکست از معادله (۱) و ضریب لورنتز ( $\gamma$ ) در آن خواهیم داشت:

$$\tan \theta = \sqrt{\beta^2 \epsilon_r - 1} = \sqrt{\beta^2 \chi' - \gamma^{-2}} \quad (5)$$

برای الکترون‌های نسبیتی  $\beta^2 \approx 1$  و  $\gamma^{-2} \ll 1$  است. در تقریب زوایای کوچک ( $\tan \theta \approx \sin \theta \approx \theta$ ) می‌توان نوشت:

$$\theta = \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}} \quad (6)$$

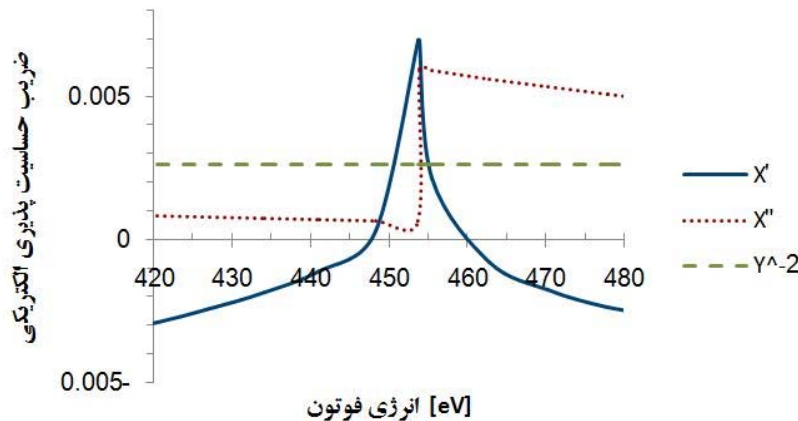
در این معادله شرط چرنکوف به صورت  $\chi' - \gamma^{-2} > 0$  بیان می‌شود. با استفاده از معادله (۶) و تقریب زوایای کوچک در معادله (۴)، طیف تابش چرنکوف به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{d^2 N}{d\omega dz} = \frac{\alpha}{c} (\chi' - \gamma^{-2}) \quad (7)$$

این معادله بیان می‌کند که تعداد فوتون‌های گسیل شده از هر الکترون، با ناحیه زیر منحنی  $\chi' - \gamma^{-2}$  بر حسب  $\omega$  و طول مسیر پیموده شده در محیط متناسب است. می‌توان به این نکته اشاره کرد که فوتون‌های تولید شده ممکن است قبل از رسیدن به سطح جذب شوند و باید طیف تابش چرنکوف خارج شده از یک محیط نیمه نامتناهی ( $-\infty < z \leq 0$ ) را با تعریف طول جذب ( $L_{abs}$ ) تعیین کرد. بنابراین، طیف تابش خارج شده از محیط از عمق  $-z$  به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{\alpha}{c} (\chi' - \gamma^{-2}) \int_{-\infty}^0 e^{\left(\frac{z}{L_{abs} \cos \theta}\right)} dz \quad (8)$$

در معادله فوق، جمله  $\cos \theta$  در زوایای کوچک تقریباً برابر یک و

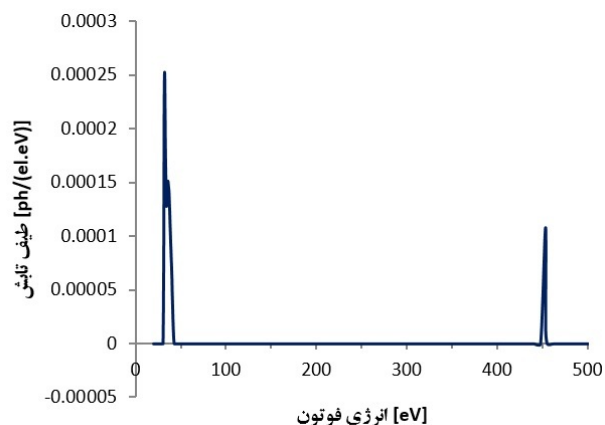


شکل ۳. تغییرات  $\chi'(\omega)$  (خط) و  $\chi''(\omega)$  (نقطه چین) در نزدیکی لبه جذب L در Ti و  $\gamma^{-2}$  (خط چین) برای الکترون‌هایی با انرژی ۱۰ MeV.

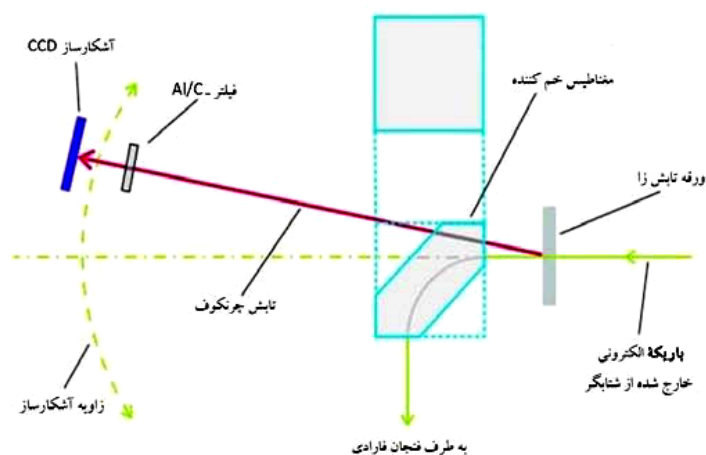
و شدت تابش در این نواحی زیاد است. در شکل ۴، طیف تابش چرنکوف تولید شده در ناحیه پرتو ایکس نرم، توسط الکترون‌هایی با انرژی ۱۰ MeV در اطراف لبه‌های جذب تیتانیوم به تصویر کشیده شده است. کاملاً مشخص است که طیف تابش چرنکوف  $FWHM$  در حدود چند الکترون ولت دارد، یعنی تقریباً تکفام است.

از نظر هندسی، انتگرال معادله (۱۰) با مساحت زیر نمودار شکل ۴ برابر است. به بیان دیگر، تعداد فوتون‌های چرنکوف گسیل شده به ازای یک الکترون با سطح زیر نمودار قله‌های شکل ۴ برابر است. در اینجا ما از تقریب مستطیل در اکسل استفاده و ناحیه زیر نمودار را به یک سری مستطیل تبدیل و مساحت آنها را محاسبه و سپس با هم جمع کرده‌ایم، این حاصل جمع با مقدار تقریبی انتگرال برابر است. بنابراین، تعداد فوتون‌های چرنکوف گسیل شده به ازای یک الکترون در نزدیکی لبه جذب M تقریباً برابر  $1/3 \times 10^{-3}$  و در نزدیکی لبه جذب L تقریباً برابر  $3/2 \times 10^{-4}$  و  $FWHM$  قله‌ها حدود دو الکترون ولت است. اگر چه در ظاهر تعداد کمی به نظر می‌رسد اما با استفاده از شتابگرهای تجاری موجود با جریان متوسط حدود  $100 \mu A$  که حدود  $10^{15}$  الکترون در ثانیه تولید می‌کنند، تعداد فوتون‌های XCR قابل حصول در یک ثانیه از مرتبه  $10^{12}$  خواهد بود. تمام این ویژگی‌ها با همدیگر باعث پیدایش یک

داده‌ایم. از آنجا که طیف تابش چرنکوف به نوع ماده تابش‌زا و همچنین به انرژی الکترون‌های نسبیستی بستگی دارد، انرژی الکترون‌های عبوری از هر ماده باید طوری انتخاب شود که شرط چرنکوف ( $\chi' - \gamma^{-2} > 0$ ) برقرار شود و  $\chi' > \gamma^{-2}$  باشد. با توجه به اینکه برای الکترون‌هایی با انرژی ۱۰ MeV مقدار  $\gamma^{-2} = 2/6 \times 10^{-3}$  است، در شکل ۳ مشاهده می‌کنیم که در محدوده انرژی ۴۵۰ eV تا ۴۵۵ eV یعنی نزدیکی لبه جذب L تیتانیوم،  $\chi' > \gamma^{-2}$  می‌باشد. همچنین مشاهده می‌کنیم که شرط  $\chi'' \gg \chi' - \gamma^{-2}$  در محدوده لبه جذب عناصر می‌تواند محقق شود. عناصری که لبه جذب شدید با شروع تیز دارند و لبه‌های جذب متوالی به اندازه کافی از یکدیگر جدا و دور باشند مستعد این تابش هستند. بررسی‌های ما نشان داده است که لبه جذب K مربوط به بعضی عناصر دوره دوم نظیر *C, B, Be, Li* و لبه جذب L بعضی عناصر دوره سوم نظیر *V, Ti, Si, Al* و بعضی از عناصر با عدد اتمی کمتر از ۳۰ مناسب‌ترین عناصر برای تولید تابش چرنکوف تقریباً تکفام در ناحیه پرتو ایکس نرم هستند. بنابراین با استفاده از معادله (۱) و مقادیر  $f_1(\omega)$  و  $f_2(\omega)$  می‌توان مقادیر  $\chi'(\omega)$  و  $\chi''(\omega)$  را مشخص و طبق معادله (۱۰) تعداد فوتون‌های گسیل شده از یک الکترون را تعیین کرد.  $\chi'(\omega)$  فقط در ناحیه باریک طیفی مثبت و زیاد است و  $\chi''(\omega)$  در ناحیه کم انرژی لبه جذب مقادیر کمی دارد



شکل ۴. طیف تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس نرم که توسط الکترون‌های  $10 \text{ MeV}$  در نزدیکی لبه‌های M و L در Ti تولید شده است.



شکل ۵. طرح کلی آزمایش برای تولید و ثبت تابش چرنکوف.

چشمه نوین پرتو ایکس با درخشندگی بالا می‌شود.

### ۳. استفاده از شتابگر الکترونی $10 \text{ MeV}$ برای تولید

#### XCR

برای تولید تابش چرنکوف می‌توانیم از یک شتابگر الکترونی با قابلیت تولید الکترون‌هایی با انرژی حدود  $10 \text{ MeV}$  استفاده کنیم. برای این کار مطابق شکل ۵ می‌توان الکترون‌های  $10 \text{ MeV}$  تولید شده در قسمت شتابگر خطی یک دستگاه رادیوتراپی پزشکی را به ورقه‌های از جنس Si و Ti با ضخامت حدود چند میکرومتر تابانده و پس از تولید تابش چرنکوف، الکترون‌ها را توسط یک مغناطیس خم کننده از مسیر مستقیم

خود منحرف کرده و به سوی یک فنجان فارادی رهنمون کرد تا جریان الکترونی اندازه‌گیری شود. برای ثبت تابش چرنکوف تولید شده نیز می‌توان از یک آشکارساز CCD استفاده کرد و برای حذف تابش عبوری مرئی و ناخواسته دیگر، یک فیلتر آلومینیم-کربن با ضخامت موثر در جلوی CCD قرار داد. در یک شتابگر خطی تمام جریان الکترونی فقط یک بار از ورقه عبور می‌کند. مزیت شتابگر خطی این است که دارای جریان الکترونی بالاست و امکان کنترل باریکه الکترونی و متمرکز کردن آن روی نمونه وجود دارد و از معایب آن می‌توان به تولید تابش پس زمینه زیاد و استفاده یک بار از باریکه الکترونی برای تولید تابش اشاره کرد.

منجر شود. در عمل نقطه ذوب ورقه تعیین کننده میزان مجاز افزایش دما است، همچنین ورقه می تواند از طریق رسانش یا تابش خنک شود. در واقع می توان دمای ورقه را به صورت تابعی از چگالی جریان باریکه الکترونی بیان کرد و بیشترین درخشندگی قابل حصول در چشمه XCR را تعیین کرد. برای افزایش متوسط جریان بدون آسیب رساندن به ورقه ها، باید حجمی از ماده که گرما در آن تولید می شود را افزایش دهیم. برای این کار می توان از یک ورقه دایره ای با قطری حدود ۵ cm که در هر ثانیه چند بار دوران می کند، استفاده کرد [۶]. در واقع با دوران دادن ورقه، قسمت های مختلفی از ورقه تحت تأثیر الکترون های نسبی قرار می گیرد و گرمای تولید شده در هر ناحیه فرصت کافی برای انتقال را خواهد داشت. یعنی با استفاده از ورقه چرخان می توان متوسط چگالی جریان الکترونی را افزایش داد بدون اینکه ورقه های ماده تابش زا ذوب شوند.

در جدول ۱، با استفاده از اطلاعات موجود در بانک هنکه، تابش چرنکوف حاصل الکترون های ۱۰ MeV در مواد تابش زای مختلف بررسی شده است. نتایج نشان می دهند که امکان تولید فوتون های تقریباً تکفام XCR را در محدوده انرژی ۵۰ eV تا ۱۰۰۰ eV وجود دارد.

با توجه به جدول ۱ نتیجه می گیریم که با افزایش عدد اتمی ماده تابش زا، تعداد فوتون های گسیل شده به ازای یک الکترون کاهش می یابد، به طوری که شدت تابش تولید شده در نیکل آنقدر کم است که ممکن است در تابش پس زمینه گم شود و مشاهده نشود، بنابراین برای عناصر با عدد اتمی بزرگ تر از ۲۸ لازم است از شتابگرهای الکترونی با انرژی بیشتر از ۱۰ MeV استفاده کنیم تا شرط  $\gamma - \gamma' > 0$  برقرار شود.

#### ۴. درخشندگی قابل حصول از چشمه XCR

کیفیت یک چشمه XCR را می توان با کمیتی به نام درخشندگی توصیف کرد [۶]:

$$B_{\max} = \bar{J}_{\max} \frac{N}{\Delta\Omega (0.1\% \Delta\omega / \omega)} \quad (11)$$

در معادله (۱۱)  $\bar{J}_{\max}$  ماکزیمم چگالی جریان الکترونی، N تعداد فوتون های چرنکوف تولید شده به ازای یک الکترون،  $\Delta\Omega$  زاویه فضایی و  $\Delta\omega / \omega$  پهنای باند نسبی تابش گسیل شده است. در مقاله

امروزه شتابگرهای خطی و دایره ای متعددی به صورت تجاری وجود دارند که قابلیت تولید الکترون هایی با انرژی حدود ۱۰ MeV را دارا می باشند و برای تولید تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس مناسب هستند. شتابگرهای خطی به دلیل داشتن جریان الکترونی بالا و قابلیت متمرکز کردن باریکه الکترونی بر روی هدف به طور گسترده در صنعت برای بازرسی با پرتو ایکس و در پزشکی برای پرتو درمانی استفاده می شوند. معمولاً شتابگرهای خطی که به صورت تجاری در دسترس می باشند، قابلیت تولید الکترون های نسبی با انرژی حدود ۱۰ MeV با جریان حدود ۱ mA و توانایی متمرکز کردن باریکه الکترونی در نقطه ای با ابعاد حدود ۱ mm هستند ( $\bar{J} \approx 1 \text{ mA/mm}^2$ ). برای دستیابی به یک چشمه تابش چرنکوف با درخشندگی بالا، می توان با متمرکز کردن باریکه الکترونی، چگالی جریان الکترونی را در روی ورقه هدف بالا برد. در اپتیک ذرات باردار، میزان متمرکز کردن باریکه را با اصطلاح اندازه خال<sup>۱</sup> بیان می کنند. اندازه خال باریکه الکترونی بین ۱ mm تا ۰/۰۱ mm می تواند تغییر یابد. در ضمن اندازه خال باید طوری انتخاب شود که واگرایی باریکه الکترونی کمتر از زاویه تابش چرنکوف باشد تا توزیع زاویه ای تابش چرنکوف به طور جدی تحت تأثیر قرار نگیرد، زیرا ما در محاسبات فرض کرده ایم، الکترون ها به صورت باریکه موازی هستند. لازم به ذکر است که دستیابی به باریکه الکترونی با کیفیت بالا نیازمند صرف هزینه زیاد است و شتابگرهای خطی تجاری برای استفاده در برنامه های تولید تابش با درخشندگی بسیار بالا طراحی نشده اند. به نظر می رسد برای تولید XCR می توان از یک شتابگر خطی با جریان الکترونی حدود ۰/۲ mA و با اندازه خال حدود ۰/۱ mm بهره گرفت.

عامل دیگری که بر درخشندگی چشمه XCR تأثیر دارد، گرمای ایجاد شده روی ورقه تابش زا است. الکترون های نسبی هنگام عبور از یک ورقه با ضخامت حدود چند میکرومتر در صد بسیار کمی از انرژی جنبشی خود را به صورت تابش الکترومغناطیسی و گرما از دست می دهند. اما هنگامی که یک باریکه الکترونی با جریان زیاد به ورقه تابانده می شود، مقدار کل انرژی داده شده به ورقه توسط باریکه الکترونی می تواند بسیار زیاد باشد که به افزایش قابل توجه دمای ورقه

۱. Spot size

جدول ۱. استفاده از الکترون‌های ۱۰ MeV برای تولید XCR.

ماده تابش زا	لبه جذب	انرژی فوتون (eV)	تعداد فوتون‌های گسیل شده (ph/el)
Li	K	۵۴٫۷	$۱٫۳ \times ۱۰^{-۲}$
Al	L	۷۲٫۷	$۴٫۳ \times ۱۰^{-۳}$
Si	L	۹۹٫۸	$۱٫۴ \times ۱۰^{-۳}$
Ti	L	۴۵۳٫۸	$۳٫۲ \times ۱۰^{-۴}$
Fe	L	۷۰۶٫۸	$۹٫۴ \times ۱۰^{-۵}$
Ni	L	۸۵۲٫۷	$۸٫۸ \times ۱۰^{-۶}$

مورد استفاده قرار گیرد.

### ۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله، طرح کلی از تجهیزات مورد نیاز برای تولید و ثبت تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس (XCR) مورد بررسی قرار گرفته است. مطالعات نشان می‌دهند که در نزدیکی لبه‌های جذب K، L و M قسمت‌های موهومی و حقیقی عامل پراکندگی اتمی دچار تغییرات شدیدی می‌شوند و برای محدوده بسیار باریکی از طیف پرتو ایکس، ضریب شکست مواد می‌تواند بزرگ‌تر از یک شود و XCR تولید شود. مهم‌ترین نتایج این مقاله را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

- با استفاده از شتابگرهای الکترونی کوچک با انرژی حدود ۱۰ MeV و با چگالی جریان متوسط  $۲۰ \text{ mA/mm}^2$  می‌توان به یک منبع آزمایشگاهی تابش پرتو ایکس نرم با درخشندگی حدود  $(۰٫۱\% \cdot \text{ph}/(\text{s} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2) \cdot ۵ \times ۱۰^8)$  دست یافت.
- این منبع نوین می‌تواند جایگزین سایر چشمه‌های تولید پرتو ایکس نرم شود. با توجه به اینکه در حال حاضر ایران فاقد شتابگر سینکروترون است، دستیابی به چشمه نوین پرتو ایکس (XCR)، با استفاده از شتابگرهای کوچک بسیار ارزشمند است.
- با استفاده از سازوکار تابش چرنکوف می‌توان به یک منبع تقریباً تکفام پرتو ایکس دست یافت. طول موج‌های مختلف پرتو ایکس را می‌توان با انتخاب مواد مناسب تولید کرد. سعی می‌شود موادی انتخاب شود که ورقه‌هایی با ضخامت میکرومتر از آن مواد قابل دسترس باشد.

[۶] بیان شده است که بیشترین چگالی جریان مجاز  $\bar{J}_{\text{max}} \approx ۲۰ \text{ mA/mm}^2$  می‌باشد تا یک ورقه دوار با ضخامت حدود  $۱ \mu\text{m}$  ذوب نشود. برای دو ماده تابش‌زای Si و Ti ضخامت یک میکرومتر در واقع ضخامت بهینه برای تولید تابش چرنکوف در ناحیه پرتو ایکس است ( $\approx ۲ \text{ Labs}$ ) و چنین ضخامتی از ورقه نمی‌تواند به طور جدی باعث پراکندگی چندگانه الکترون‌ها و واگرایی باریکه الکترونی و پهن شدگی توزیع زاویه‌ای تابش شود. برای رسیدن به این چگالی جریان می‌توان از یک شتابگر الکترونی ۱۰ MeV با متوسط جریان  $۰٫۲ \text{ mA}$  و مساحت باریکه الکترونی  $۰٫۰۱ \text{ mm}^2$  استفاده کرد. با استفاده از معادله (۱۱) و مقادیری که در جدول ۱ آورده شده است، بیشترین درخشندگی قابل حصول برای دو ماده تابش‌زای Si و Ti به ترتیب برابر  $۱٫۸ \times ۱۰^8$  و  $۰٫۱\% \cdot \text{ph}/(\text{s} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2)$  می‌باشد.

از مقایسه ویژگی‌های چشمه XCR با سایر چشمه‌های موجود برای تولید پرتو ایکس نرم [۳] نتیجه می‌گیریم که چشمه XCR به دلیل درخشندگی کافی و تکفام بودنش می‌تواند در تهیه تصویر با کیفیت بالا، لیتوگرافی، توسعه ماشین‌ها و مدارهای نانومتری، مطالعه ساختاری توسط طیف سنجی فوتوگسیلی، تحلیل آرایش اتم‌های سطحی توسط پراکندگی فوتوالکترون، طیف سنجی پرتوی ایکس برای نمونه‌های مایع و بیولوژیکی، جمع‌آوری داده‌ها برای بلورشناسی ماکرومولکولی، فوتوشیمی پرتوی ایکس نرم، میکروسکوپی پرتو ایکس نرم و آنالیز عناصر بسیار کم مقدار



ماشین‌ها و مدارهای نانومتری، مطالعه ساختاری توسط طیفسنجی فوتوگسیلی، تحلیل آرایش اتم‌های سطحی توسط پراکندگی فوتوالکترون، طیفسنجی پرتوی ایکس برای نمونه‌های مایع و بیولوژیکی، جمع‌آوری داده‌ها برای بلورشناسی ماکرومولکولی، فوتوشیمی پرتوی ایکس نرم، میکروسکوپی پرتو ایکس نرم و آنالیز عناصر بسیار کم مقدار مورد استفاده قرار گیرد.

۴. با توجه به بانک‌های اطلاعاتی موجود، با استفاده از مواد مختلف می‌توان فوتون‌هایی در محدوده انرژی ۵۰ eV تا ۱ keV تولید کرد.  
 ۵. توزیع فضایی XCR به صورت مخروط رو به جلو با زاویه راس کوچک است.  
 ۶. چشمه XCR به دلیل درخشندگی کافی و تکفام بودنش می‌تواند در تهیه تصویر با کیفیت بالا، لیتوگرافی، توسعه

## مراجع

1. P A Cherenkov, *Phys. Rev.*, **52** (1937) 378.
2. G N Afanasiev, "Vavilov-Cherenkov and Synchrotron Radiation: Foundations and Applications", Kluwer Academic Publishers, (2004) 491.
3. D T Attwood, "Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications", Cambridge University Press, (2000), 503p.
4. V A Bazylev et al., *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **24** (1976) 406.
5. V A Bazylev et al., *Sov. Phys. Usp.* **25** (1982) 565.
6. W Knulst et al., *Appl. Phys. Lett.* **83** (2004) 1050.
7. V I Vysotskii et al., *J. Surf. Inves. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, **7** 1 (2013) 51.
8. W Knulst et al., *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) 2099.
9. C T Chantler et al., <http://physics.nist.gov/>
10. B L Henke et al., [https://henke.lbl.gov/optical\\_constants](https://henke.lbl.gov/optical_constants).