

The Simulation of the Hybrid Positron Source Based on Planar and Axial Channeling Radiation of Relativistic Electrons

Maryam Shafeei Sarvestani¹, Hamdollah Salehi^{1,*}, Behnam Azadegan²

¹Department of physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran

²Department of physics, Hakim Sabzevari University, P. O. Box: 397, Sabzevar, Iran

Received: 22.05.2018 Final revised: 07.04.2019 Accepted: 26.06.2019

Doi: [10.22055/JRMBS.2019.14908](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2019.14908)

Abstract

A hybrid positron source based on the channeling radiation (CR) of relativistic electrons on different planes and axes of Si, C, Ge, and W crystals is investigated. We have calculated CR spectra from different planes and axes of Si, C, Ge and the W crystal using the Doyle–Turner approximation for the continuum potentials of crystallographic planes and axes. The dependence of CR on the incidence angle of electrons is also investigated. CR is then impinging on an amorphous tungsten target producing positrons by e^+e^- pair creation. The simulations are made with our developed *Mathematica* codes, which calculate the photon CR in the crystal target and *GEANT4* code which calculates the materialization of photons into e^+e^- pairs in the amorphous W target. The results of this work are in good agreement with other results.

Keywords: positron, channeling radiation, relativistic electrons, crystal, photon

* Corresponding Author: salehi_h@scu.ac.ir



شبیه‌سازی روش هیبریدی تولید پوزیترون، بر اثر تابش کانالی صفحه‌ای و محوری الکترون‌های نسبی

مریم شفیعی سروستانی¹، حمدالله صالحی^{1*}، بهنام آزادگان²

¹گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

²گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار، ایران

دریافت: 1397/02/02 ویرایش نهایی: 1398/01/18 پذیرش: 1398/04/05

Doi: [10.22055/JRMBS.2019.14908](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2019.14908)

چکیده

در این مقاله روش هیبریدی تولید پوزیترون، که در آن از تابش کانالی الکترون‌های نسبی بر اثر عبور از صفحات و محورهای مختلف بلورهای تنگستن استفاده می‌شود، مورد بررسی قرار گرفته است. طیف تابش کانالی از صفحات و محورهای مختلف بلورهای W و Ge.C.Si با اعمال تقریب دوپلی-تورنر برای پتانسیل‌های پیوسته صفحات و محورها محاسبه شده است. همچنین وابستگی طیف تابش کانالی به زاویه فرودی الکترون‌های نسبی با صفحات و محورهای بلور، بررسی شده است. با برخورد تابش کانالی با هدف غیربلورین تنگستن، بر اثر پدیده تولید زوج، پوزیترون تولید می‌شود. شبیه‌سازی فرآیند تولید تابش کانالی به کمک کد نوشته شده به زبان برنامه‌نویسی متمتیکا انجام شده است که طیف انرژی فوتون‌های تولیدی از الکترون‌های کانالی را محاسبه می‌کند. همچنین در تکمیل تحقیقات قبلی، از کد *GEANT4* به منظور شبیه‌سازی فرآیند تولید زوج در هدف غیربلورین تنگستن استفاده شده است. نتایج این کار با نتایج دیگران از تطابق خوبی برخوردار است.

کلیدواژه‌ها: پوزیترون، تابش کانالی، الکترون‌های نسبی، بلور و فوتون

مقدمه

می‌یابد. به دلیل گرمای زیاد تولید شده در هدف غیر بلورین، افزایش بیش از حد این دو عامل امکان پذیر نیست. در مرجع 1 پیشنهاد شده که هدف بلورین، تولید کننده بهتری نسبت به هدف غیربلورین است. از ویژگی‌های مهم استفاده از هدف بلورین این است که سبب تولید فوتون‌های کم انرژی بر اثر فرآیندهای تابش کانالی (CR)² و تابش ترمزی همدوس (CB)³ می‌شود. بر اثر تابش‌های CR و CB تعداد فوتون‌های کم انرژی بیشتری در طی فرآیند تابش تولید می‌شوند که به نوبه خود سبب افزایش تعداد پوزیترون‌های کم انرژی در

امروزه نیاز بسیار زیادی به باریک‌های پوزیترون پر شدت در حوزه‌های مختلف فیزیک تابش وجود دارد. در روش متداول تولید پوزیترون، الکترون و پوزیترون با استفاده از فوتون‌های تابش ترمزی¹ که بر اثر برخورد الکترون‌های پر انرژی به هدف فلزی با عدد اتمی بالا تولید می‌شوند، به وجود می‌آیند. در این روش، شدت الکترون‌های فرودی و ضخامت هدف، دو عامل تعیین کننده در تولید پوزیترون‌های کم انرژی هستند که در مرحله بعد به کمک شتاب‌دهنده‌ها، انرژی آن‌ها افزایش

*نویسنده مسئول: salehi_h@scu.ac.ir

¹bremsstrahlung radiation

²Channeling radiation (CR)

³Coherent bremsstrahlung (CB)

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کپی‌رایت کامنز تخصصی 4.0 بین‌المللی می‌باشد

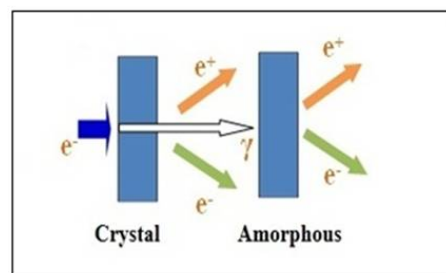


برای حل معادلات حرکت، تقریب‌های مختلفی از پتانسیل‌های صفحه‌ای و محوری در نظر گرفته شده است، مانند تقریب تک پتانسیل برای یک صفحه یا محور [7-9]، یا تقریب پتانسیل برای ساختار تناوبی یک تک‌بلور [10-13]. بسط سری فوریه پتانسیل عمومی‌ترین حالت است، زیرا تحت این شرایط، تناوب بردارهای شبکه بلور و ارتعاشات گرمایی اتم‌های بلور نیز در نظر گرفته می‌شوند.

در پژوهش‌های انجام شده قبلی، در مورد طیف تابش کانالی صفحه‌ای و محوری الکترون‌ها [10-13]، تقریب دوپلی‌تورنر [14] برای محاسبه پتانسیل پیوسته یک بعدی (صفحه‌ای) و دو بعدی (محوری) در نظر گرفته شده است. امروزه اگر چه توصیف‌های نسبتاً مناسبی در مورد مسئله یک بعدی تابش کانالی صفحه‌ای وجود دارد، اما توصیفی دقیق از تابش کانالی محوری، نیاز به فهمی عمیق نسبت به پدیده تابش کانالی و طیف فوتون تابشی دارد. همچنین تحقیقات نظری زیادی در مورد تولید پوزیترون به واسطه تابش کانالی صورت نگرفته است که در این مقاله به آن می‌پردازیم. در این مقاله، از روش‌های عددی به منظور محاسبه پتانسیل‌های یک بعدی و دو بعدی صفحات و محورهای مختلف بلورهای Ge, C, Si (با ساختار الماسی) و W (با ساختار مکعبی مرکز حجمی یا BCC) استفاده شده است. مسیر حرکت، سرعت و شتاب الکترون‌های کانالی به کمک حل معادلات کلاسیک حرکت در دو بعد (صفحه‌ای) و سه بعد (محوری) محاسبه شده است. در چارچوب الکتروپدینامیک کلاسیک [15]، طیف انرژی تابش کانالی صفحه‌ای و محوری با استفاده از تبدیل فوریه مسیر، سرعت و شتاب محاسبه می‌شود [10-13]. در این کار محاسبات عددی مربوط به تابش کانالی، برای بلورها، به کمک کد رایانه‌ای به زبان برنامه‌نویسی متمتیکا انجام شده است. همچنین به منظور شبیه‌سازی فرآیند تولید زوج در هدف غیربلورین تنگستن و محاسبه طیف

مقایسه با هدف غیربلورین می‌شود. در این شرایط انتظار می‌رود استفاده از هدف نازک‌تر موجب جلوگیری از مشکلات گرمای زیاد تولید شده و پراکندگی فضایی پوزیترون‌های تولید شده در داخل هدف شود.

در این روش از یک هدف بلورین به عنوان تولید کننده فوتونو یک هدف غیر بلورین به عنوان منبع تولید پوزیترون استفاده می‌کند (شکل 1). معمولاً در این روش از فلز تنگستن به عنوان منبع تولید پوزیترون استفاده می‌شود.



شکل 1. طرحی از روش هیبریدی تولید پوزیترون و استفاده از یک هدف بلورین و یک هدف غیربلورین تنگستن [1].

در روش هیبریدی تولید پوزیترون، تولید فوتون‌های ناشی از فرآیند تابش کانالی، در هدف بلورین و تولید پوزیترون‌ها بر اثر پدیده تولید زوج، در هدف غیر بلورین انجام می‌شود که طرح‌واره‌ای از این روش در شکل 1 نشان داده شده است. ایده استفاده از روش هیبریدی تولید پوزیترون در سال 1989 ارائه شد [1]. آزمایشات تجربی متعددی در استفاده از این روش به منظور تولید پوزیترون در بسیاری از مراکز تحقیقاتی انجام شده است [2-6]. اما مطالعه دقیق در این مورد مستلزم فهم عمیق نسبت به پدیده‌های تابش کانالی و تابش ترمزی همدوس در یک تک بلور نازک است. به منظور محاسبه طیف تابشی الکترون‌های کانالی و شبه کانالی در یک تک بلور، ابتدا باید مسیر حرکت الکترون‌ها به کمک حل معادلات حرکت و با استفاده از پتانسیل واقعی صفحات و محورهای بلور محاسبه شود.

$$U(x) = \sum_n v_n e^{ingx} \quad (n = \dots, -1, 0, 1, 2, \dots) \quad 3$$

که در آن v_n ضریب بسط فوریه پتانسیل متناوب است. با به‌کارگیری تقریب دوپلی-تورنر برای برهم‌کنش الکترون-اتم، می‌توان نوشت:

$$v_n = \frac{2\pi z_1}{V_c} a_0^2 \cdot (e^2 / a_0) \times \quad 4$$

که V_c حجم سلول واحد، a_c شعاع بوهر، e بار الکترونیکی الکترون، \vec{a}_i و \vec{b}_i ضرایب مربوط به تقریب دوپلی-تورنر، $M_j(\vec{g}) = \frac{1}{2} g^2 \langle u_j^2 \rangle$ فاکتور دبی-والر برای اتم j ام که حرکت گرمایی آن را به حساب می‌آورد و u_j دامنه ارتعاشات اتمی است [14].

در تابش کانالی محوری با در نظر گرفتن محور Z بلور به‌عنوان محور کانالی، معادلات نسبیتی حرکت در مختصات دکارتی در تقریب پیوسته به‌صورت زیر است:

$$\gamma m \ddot{x} = -\frac{\partial U(x, y)}{\partial x} \quad 5$$

$$\gamma m \ddot{y} = -\frac{\partial U(x, y)}{\partial y}, \quad \gamma m \ddot{z} = 0$$

که $\vec{r}_\perp = x\hat{x} + y\hat{y}$ و Z مختصات لحظه‌ای عرضی و طولی الکترون‌های نسبیتی می‌باشند. همچنین $\vec{r} = \vec{r}_\perp + z\hat{z}$ ، m جرم سکون الکترون و $U(x, y)$ نشان دهنده پتانسیل پیوسته محوری است. شرایط اولیه با نقطه ورود الکترون به‌داخل بلور تعیین می‌شود؛ که $\vec{r}_{0\perp} = x_0\hat{x} + y_0\hat{y}$ و $\vec{p}_\perp = \gamma m(\dot{x}_0\hat{x} + \dot{y}_0\hat{y})$ همچنین انرژی عرضی الکترون در نقطه ورود بر سطح بلور به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$E_\perp = \frac{1}{2} \gamma m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + U(x_0, y_0) = \frac{p_\perp^2}{2\gamma m} + U(x_0, y_0) \quad 6$$

با توجه به تناوبی بودن پتانسیل پیوسته $U(x, y)$ در ساختار شبکه‌ای بلور، این پتانسیل را می‌توان با استفاده از سری فوریه به‌شکل زیر نوشت:

$$U(x, y) = \sum_{\vec{g}_m} v_{\vec{g}_m} e^{i\vec{g}_m \cdot \vec{r}_\perp} \quad 7$$

انرژی پوزیترون‌ها، از کد مونت کارلویی GEANT4 استفاده شده است. در انتها شرایط بهینه استفاده از بلورهای مختلف در روش هیبریدی تولید پوزیترون معرفی می‌گردد.

نظریه و روش کار

در تابش کانالی صفحه‌ای و محوری، ذرات نسبیتی تحت زاویه کوچکی که کمتر از زاویه بحرانی است نسبت به صفحات و محورها وارد بلور می‌شوند. زاویه بحرانی از رابطه $\theta_c = [2U/E]^{1/2}$ محاسبه می‌شود که در آن U ، عمق پتانسیل و E انرژی الکترون فرودی می‌باشند. به دلیل آنکه مؤلفه طولی سرعت الکترون نزدیک به سرعت نور می‌باشد، صفحات و محورهای بلور به‌صورت باردار پیوسته در نظر گرفته می‌شوند. معادلات حرکت ذره نسبیتی تحت پتانسیل پیوسته و یک بعدی $U(x)$ به‌صورت زیر است:

$$\gamma m \ddot{x} = -\frac{\partial U(x)}{\partial x} \quad 1$$

که در آن γ ثابت لورنتس است.

شرایط اولیه عبارتند از $x(0) = x_0$ و $p_x(\theta_0) = p\theta_0$ (θ_0 زاویه بین جهت فرود الکترون با صفحات بلور است). با توجه به انرژی جنبشی زیاد الکترون‌ها، مؤلفه طولی اندازه حرکت الکترون‌ها بدون تغییر می‌ماند و سرعت طولی الکترون‌ها نزدیک سرعت نور است. فقط مؤلفه عرضی اندازه حرکت الکترون‌ها با پتانسیل پیوسته صفحات و محورهای بلور برهم‌کنش می‌کند. از این رو انرژی عرضی الکترون‌ها ناشی از اندازه حرکت عرضی الکترون‌ها به‌صورت $E_x = \frac{p_x^2}{2\gamma m} + U(x)$ تعریف می‌شود. برای نقطه ورود الکترون به‌داخل بلور، انرژی عرضی اولیه با رابطه زیر نشان داده می‌شود [14]:

$$E_x = \frac{p_x^2 \theta_0^2}{2\gamma m} + U(x_0) \quad 2$$

همچنین بسط فوریه پتانسیل پیوسته صفحه‌ای با رابطه زیر بیان می‌شود:

روی بازه زاویه‌ای $\theta = \frac{-1}{\gamma}$ تا $\theta = \frac{1}{\gamma}$ و همچنین محاسبه این توزیع به‌ازاء واحد طول بلور، توزیع انرژی فوتون‌های ناشی از تابش کانالی به‌ازاء واحد طول بلور به‌صورت زیر خواهد شد:

$$\frac{dE}{d\hbar\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar c^4} \sum_{n=1}^{\infty} \Theta[1-\eta_n] \rho \tilde{\omega}^2 (\eta_n^2 - \eta_n + \frac{1}{2}) |\dot{x}_{\tilde{\omega}}|^2 \quad 10$$

که در این معادله $\tilde{\omega} = \frac{2\pi n}{T} \eta_n = \frac{T\omega}{4\pi\lambda^2 n}$ و $\dot{x}_{\tilde{\omega}} = \int_0^T \dot{x} e^{i\tilde{\omega}t} dt$ تابع تتای هویساید، دوره تناوب نوسان الکترون در داخل بلور، η_n ضریب فوریه‌ای از مؤلفه عمودی سرعت الکترون و n تعداد نوسان الکترون در داخل بلور هستند. توجه شود که در تابش کانالی محوری، ضریب فوریه دیگری از مؤلفه عمودی سرعت الکترون $(\dot{y}_{\tilde{\omega}})$ به‌رابطه 10 اضافه می‌شود. با استفاده از حل عددی معادلات حرکت الکترون و یافتن مسیر حرکت و سرعت الکترون کانالی و جای‌گذاری در رابطه 10 می‌توان طیف تابشی کل برای هر ذره را محاسبه کرد. برای باریکه‌ای از الکترون‌های فرودی، می‌توان با انتگرال‌گیری از رابطه 10 برای تمام نقاط فرودی متفاوت، طیف تابش کانالی کل را محاسبه نمود.

نتایج و بحث

در شکل 2 پتانسیل پیوسته صفحه‌ای برای الکترون‌های کانالی محاسبه شده است. این پتانسیل‌ها به‌ترتیب مربوط به صفحات اصلی بلورها می‌باشند. از آنجا که عمق پتانسیل و فاصله بین صفحات عوامل تعیین‌کننده در تابش کانالی هستند، پتانسیل عمیق‌تر و فاصله کم بین صفحات سبب افزایش شدت طیف تابش کانالی خواهند شد؛ که این موضوع عامل بسیار مهمی در افزایش شدت طیف پوزیترون‌های تولید شده خواهد بود.

در این رابطه، بردارهای شبکه وارون عمود بر محور بلور و $V_{\vec{g}_m}$ ضرایب فوریه هستند. با در نظر گرفتن تقریب دوپلی-تورنر برای هم‌کنش الکترون-اتم، می‌توان نوشت:

$$v_{\vec{g}_m} = -\frac{2\pi}{V_c} a_0^2 (e^2 / a_0) \quad 8$$

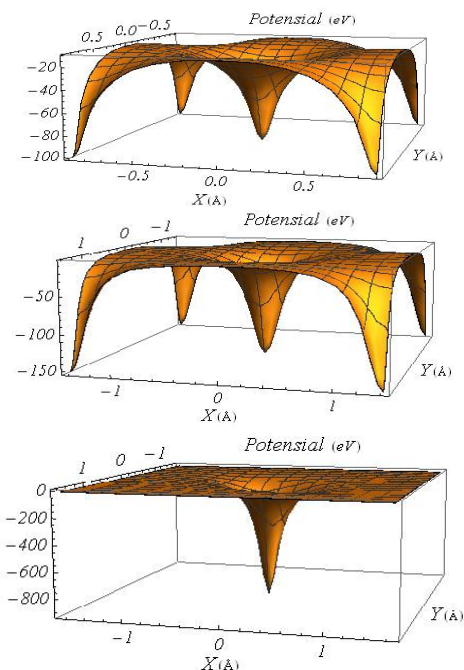
$\times \sum_j e^{-i\vec{g} \cdot \vec{r}_j} \sum_{i=1}^4 a_i e^{(-\frac{1}{4}(\frac{b_i}{4\pi^2} + 2 < u^2 > / |\vec{g}_m|^2))}$ با توجه به اینکه انرژی فوتون‌های تولید شده، ناشی از حرکت شتاب‌دار الکترون‌های نسبی در طول بلور از انرژی کل الکترون‌ها خیلی کمتر است، چگالی انرژی گسیل شده در زاویه کوچک فضایی $d\Omega$ و بازه بسامد $(\omega, \omega+d\omega)$ به‌صورت زیر است [15]:

$$\frac{d^2E}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_0^{\tau} e^{i(\alpha\vec{r} - \vec{k} \cdot \vec{r})} \frac{\vec{n} \times ((\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta})}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^2} dt \right|^2 \quad 9$$

که در آن $\vec{\beta} = \frac{\vec{r}(t)}{c}$ سرعت نسبی ذره، $\vec{r}(t) = \vec{v}_z t + \vec{r}_{\perp}(t)$ مسیر حرکت ذره، $\vec{k} = \frac{\omega\vec{n}}{c}$ عدد موج، \vec{n} بردار واحد در راستای انتشار فوتون و τ مدت زمان عبور ذره در طول بلور است.

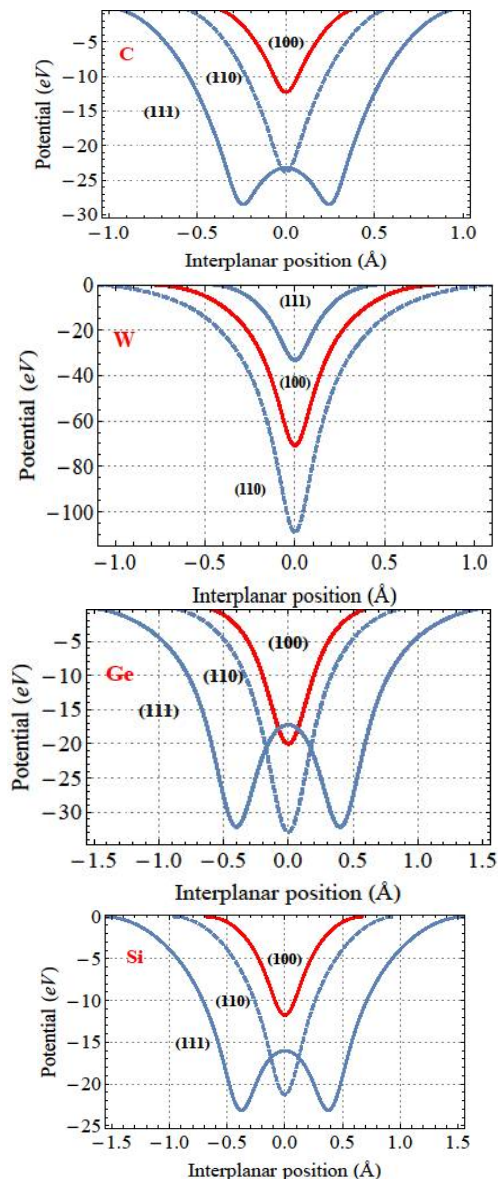
با محاسبه مسیر حرکت، سرعت و شتاب الکترون‌ها به‌کمک حل عددی معادلات حرکت و جای‌گذاری این مقادیر در رابطه 9، توزیع انرژی زاویه‌ای تابش کانالی محوری محاسبه می‌شود. در آزمایش‌های واقعی، باریکه تقریباً موازی الکترون‌ها (یعنی تعداد زیادی الکترون با شرایط اولیه متفاوت) با هدف بلورین برهم‌کنش می‌کنند و طیف تابش کانالی را تولید می‌کنند. بنابراین شبیه‌سازی واقعی هنگامی است که میانگین‌گیری توزیع انرژی-زاویه‌ای، بر روی مسیر تمام الکترون‌های موجود در فرآیند شبیه‌سازی صورت پذیرد.

با توجه به سرعت نزدیک به نور الکترون‌های نسبی در راستای محور z ، تابش دوقطبی الکترون در چارچوب ساکن به‌یک مخروط رو به جلو با زاویه $\Delta\theta < \frac{1}{\gamma}$ در چارچوب آزمایشگاه تغییر می‌یابد. با انتگرال‌گیری از توزیع انرژی-زاویه‌ای فوتون‌های تابشی (رابطه 9) بر



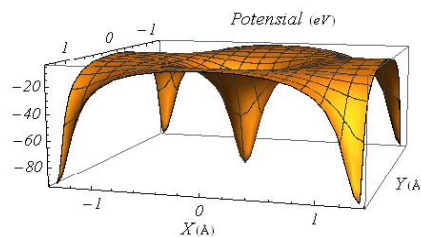
شکل 3. پتانسیل محور $\langle 100 \rangle$ بلورهای C، Si و Ge.

به منظور بررسی صحت و مقایسه نتایج، طیف تابش کانالی صفحه‌ای برای صفحه (110) بلور Si و به‌ازای انرژی $6/7 \text{ GeV}$ الکترون‌های فرودی محاسبه شده و با نتیجه حاصل از پژوهش گنادی و همکاران [15] مقایسه شده است. محاسبات مربوط به تابش کانالی در مرجع [15] با استفاده از زبان برنامه‌نویسی فرتن و با در نظر گرفتن تک‌پتانسیل اتمی در مختصات کروی صورت گرفته و تنها قابلیت محاسبه تابش کانالی صفحه‌ای را دارد. محاسبات عددی این مقاله با استفاده از بسط سری فوریه پتانسیل تناوبی (پتانسیل دقیق‌تر) در حالت صفحه‌ای و محوری و همچنین استفاده از تقریب دویلی-تورنر انجام شده است. زاویه فرودی الکترون‌ها با صفحه صفر می‌باشد. مقایسه این نتایج با هم، که طیف تابش کانالی به‌نچار شده به‌مقدار بیشینه الکترون‌ها می‌باشد، در شکل 4 نشان داده شده است. همان‌طور که مشخص است نتایج تطابق خوبی با یکدیگر دارند.



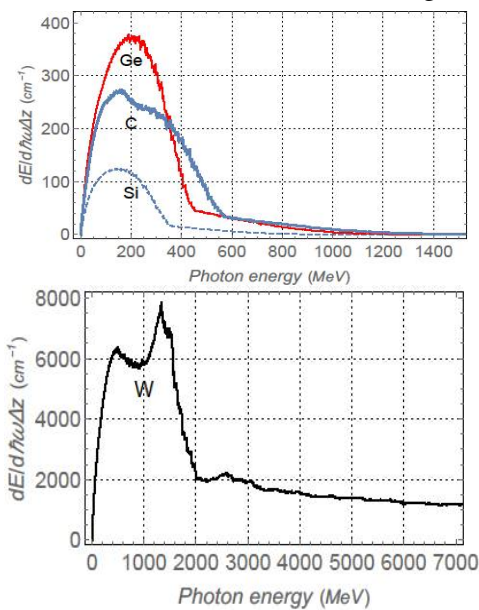
شکل 2. پتانسیل صفحات (100)، (110) و (111)، تک بلورهای Si، C، W و Ge.

پتانسیل محوری معمولاً 5 تا 10 مرتبه از پتانسیل صفحه‌ای قوی‌تر است. عمق پتانسیل این بلور، در دمای معمولی، حدود 1 kV می‌باشد (شکل 3).

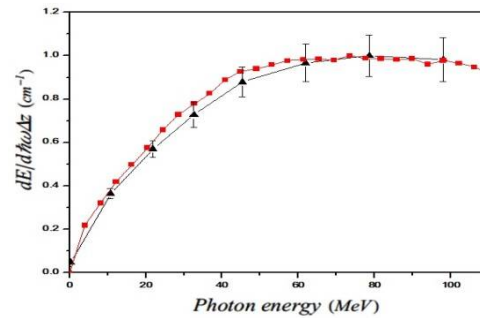


در حالت محوری و تحت شرایط تابش کانالی، الکترون دارای نوعی حرکت چرخشی می‌شود که طیف تابشی تولید خواهد کرد (شکل 5). انرژی فوتون‌های ناشی از الکترون‌های کانالی با انرژی 2 GeV در گستره صفر تا 400 MeV قرار دارد (شکل 5) که انرژی مناسبی جهت تولید جفت الکترون-پوزیترون می‌باشد.

شکل 6 طیف تابش کانالی کل را به‌ازاء محور $\langle 100 \rangle$ بلورهای مختلف را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشخص است بیشترین شدت طیف تابش کانالی مربوط به بلور W است. با نگاه به پتانسیل‌های رسم شده در شکل 3 نیز ملاحظه می‌شود عمیق‌ترین پتانسیل محور $\langle 100 \rangle$ متعلق به بلور W می‌باشد، بنابراین بیشتر بودن شدت طیف تابش کانالی قابل پیش‌بینی است. پس از W بیشترین شدت طیف تابش کانالی متعلق به بلور Ge می‌باشد.

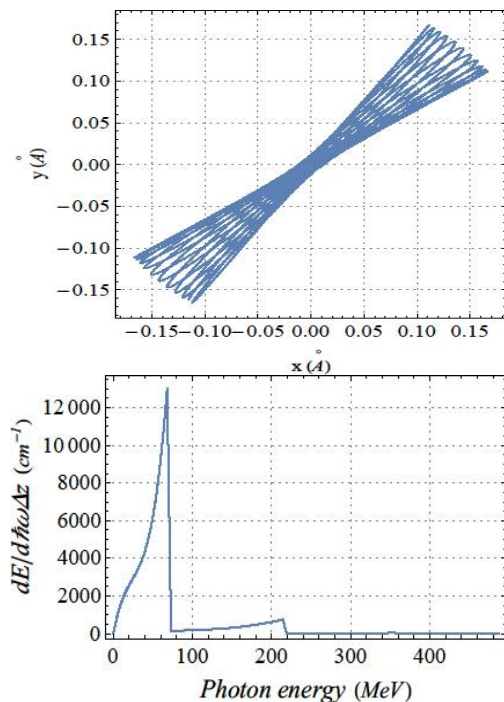


شکل 6. طیف تابش کانالی کل با انرژی 5 GeV، در شرایط تابش کانالی محوری $\langle 100 \rangle$ بلورهای Ge، Si، C، و W در زاویه صفر فرودی.



شکل 4. طیف تابش کانالی کل با انرژی 6.7 GeV، در شرایط تابش کانالی صفحه‌ای (110) بلور Si در زاویه صفر فرودی. نماد مثلث نشان دهنده نتایج گنادی [15] و همکاران و نماد مربع نتایج این پژوهش می‌باشد.

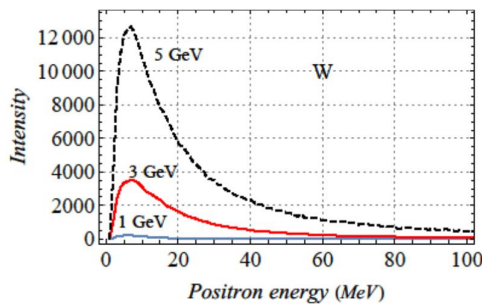
با استفاده از رابطه 10، طیف تابش کانالی صفحه‌ای و محوری، برای صفحات مختلف و محور $\langle 100 \rangle$ بلورها محاسبه شده است. این محاسبات در انرژی و زوایای مختلف انجام شده است. با توجه به شکل می‌توان نتیجه گرفت که صفحه (110)، صفحه‌ای مناسب جهت استفاده به‌عنوان منبع تولید فوتون از طریق تابش کانالی صفحه‌ای در فرآیند تولید پوزیترون می‌باشد.



شکل 5. مسیر حرکت و طیف CR، به‌ازاء یک نقطه فرودی با زاویه صفر الکترون کانالی با انرژی 2 GeV، برای محور $\langle 100 \rangle$ تک بلور Ge.

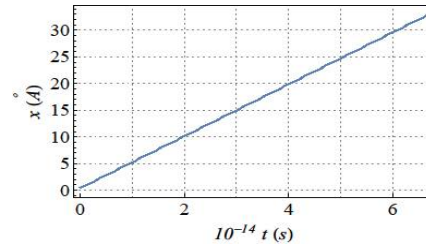
تابش کانالی می‌شوند. معمولاً با افزایش زاویه فرودی، ارتفاع طیف تابش کانالی کاهش یافته اما قله آن به سمت انرژی‌های بالاتر منتقل می‌شود.

در این کار جهت شبیه‌سازی فرآیند تولید پوزیترون در هدف غیربلورین تنگستن، از کد GEANT4 استفاده شده است. کد شبیه‌سازی GEANT4 یک بسته open-source نوشته شده بر پایه زبان برنامه‌نویسی ++C می‌باشد. در واقع این کد تلفیقی از ویژگی شیء‌گرایی زبان ++C و مفاهیم مونت کارلو در فیزیک می‌باشد که ترکیب آنها منجر به شبیه‌سازی ذرات، فرآیندهای فیزیکی و هندسه‌های فضایی مختلف خواهد شد. طول هدف غیر بلورین تنگستن مورد استفاده در فرآیند شبیه‌سازی 8 میلی‌متر می‌باشد. همچنین از فهرست فیزیک الکترومغناطیسی استاندارد در فرآیند شبیه‌سازی استفاده شده است.



شکل 8. مقایسه طیف انرژی پوزیترون‌های تولید شده از هدف تنگستن، به‌ازاء الکترون‌هایی با انرژی متفاوت، تحت تابش کانالی صفحه (110) بلور W، در زاویه صفر الکترون‌های فرودی.

توزیع انرژی پوزیترون‌ها در انتهای هدف غیربلورین تنگستن، به‌ازاء انرژی‌های مختلف الکترون‌های فرودی، مربوط به صفحه (110) بلور تنگستن در شکل 8 نشان داده شده است. همان‌طور که مشخص است افزایش انرژی الکترون‌های فرودی، سبب افزایش شدت پوزیترون‌های تولید شده می‌شود. روند تغییر طیف انرژی پوزیترون‌ها، با تغییر زاویه الکترون‌های فرودی با هدف بلورین، در شکل 9 نشان داده شده است. با افزایش زاویه فرود الکترون‌ها از صفر تا زاویه



شکل 7. مسیر حرکت عمودی الکترون با انرژی 1 GeV، در تابش کانالی صفحه‌ای، به‌ازاء زاویه فرودی 1 میلی‌رادین و صفحه (110) بلور Si.

در این مقاله طیف CR الکترون‌های کانالی، به‌ازاء زوایای مختلف فرودی به‌داخل بلور محاسبه شده است. اگر زاویه الکترون‌های فرودی برابر با صفر باشد ($\theta_0=0$)، تمامی الکترون‌ها، انرژی $E_{\perp} < 0$ خواهند داشت و در درون کانال صفحه‌ای حرکت می‌کنند (بین دو صفحه کانالی).

اگر زاویه الکترون‌های فرودی مخالف صفر ($\theta_0 \neq 0$) و کوچکتر از زاویه بحرانی ($\theta_0 < \theta_c$) باشد، الکترون‌هایی که انرژی $E_{\perp} < 0$ دارند بین دو صفحه حرکت می‌کنند. الکترون‌هایی که انرژی $E_{\perp} > 0$ داشته باشند، از فضای بین دو صفحه کانالی خارج شده و صفحات متناوب بلور را در مسیر حرکت خود قطع می‌کنند.

در شکل 7 این مسیر حرکت الکترونی با زاویه فرودی مخالف صفر نشان داده شده است. تحت زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی ($\theta_0 \geq \theta_c$)، همه الکترون‌ها که دارای انرژی $E_{\perp} > U_0$ می‌باشند، در گام‌های منظمی صفحات متناوب بلور را قطع کرده و تابشی با آثار تداخلی ایجاد می‌کنند که فوتون‌های آن انرژی بیشتری نسبت به حالت تابش کانالی دارند. تحت زاویه $\theta_0=0$ طیف تابش کانالی ناشی از حرکت الکترون‌ها در بین صفحات می‌باشد، در حالی که در تشکیل طیف تابش کانالی مربوط به زاویه $\theta_0 \neq 0$ علاوه بر الکترون‌هایی که دارای حرکت under-barrier هستند، الکترون‌هایی که دارای حرکت above-barrier نیز می‌باشند سهم هستند. همچنین تحت زوایای فرودی $\theta_0 \geq \theta_c$ تمام الکترون‌ها دارای حرکت above-barrier هستند که باعث ایجاد طیف

نتیجه‌گیری

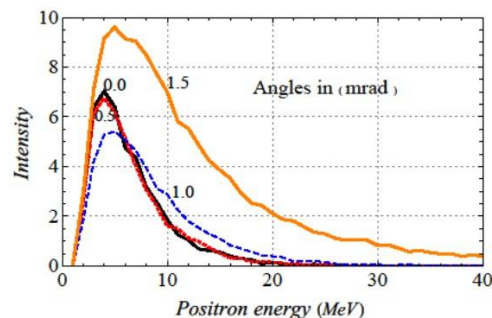
در این مقاله به کمک کد نوشته شده به زبان برنامه نویسی متمتیکا، با حل معادلات حرکت در چارچوب الکترودینامیک کلاسیک، مسیر حرکت الکترون در داخل بلور محاسبه و همچنین طیف تابش کانالی صفحه‌ای و محوری، به‌عنوان الکترون‌هایی با انرژی در محدوده GeV از بلورهای C، Si، Ge و W، به دست آمده است. جهت بررسی صحت نتایج، نتایج این تحقیق با نتایج دیگران مقایسه گردید که از تطابق مناسبی برخوردار بود. هنگامی که صفحه (110) بلور W، موازی باریکه الکترون‌های فرودی قرار گیرد، استفاده از تابش ترمزی هم‌دوس، سبب تولید پوزیترون بیشتری نسبت به حالت تابش کانالی، خواهد شد. طیف انرژی پوزیترون‌ها از هدف غیربلورین با استفاده از کد GEANT4 محاسبه و نشان داده شد که رابطه‌ای مستقیم بین افزایش انرژی الکترون‌های فرودی و شدت پوزیترون‌های تولید شده از هدف غیربلورین وجود دارد. همچنین مشاهده شد به‌هنگام استفاده از بلور تنگستن و در شرایط یکسان، استفاده از تابش کانالی محوری منجر به تولید پوزیترون بیشتری نسبت به تابش کانالی صفحه‌ای خواهد شد. نتایج این تحقیق می‌تواند جهت بهینه‌سازی فرآیند تولید پوزیترون مورد استفاده قرار گیرد.

مرجع‌ها

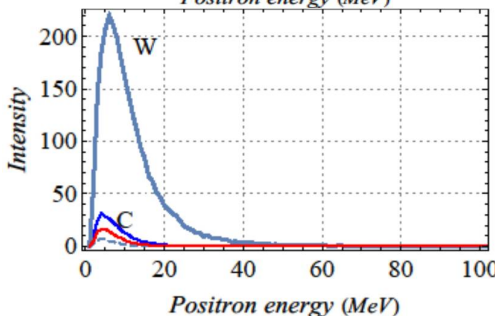
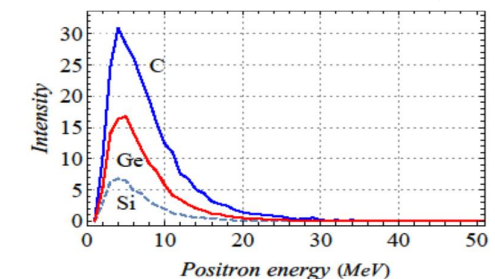
[1] R. Chehab, R. Cizeron, C. Sylvia, V. Baier, Experimental determination of the positron source emittance for a crystal target, *Physics Letters B* **525** (2002) 41-48. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)01395-8](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)01395-8)

[2] H. Backe, P. Kunz, Lauth, A. Rueda, Planar channeling experiments with electrons at the 855 MeV Mainz Microtron MAMI, *Nuclear Instrum and Methods in*

بحرانی، از شدت تولید پوزیترون‌ها کاسته می‌شود، اما با افزایش زاویه الکترون‌ها از $\theta_0 = \theta_c$ تا $\theta_0 = 1.5 \theta_c$ شدت طیف تابش کانالی نیز افزایش می‌یابد که سبب افزایش شدت پوزیترون‌های تولید شده می‌شود.



شکل 9. طیف انرژی پوزیترون‌های تولیدی، به‌عنوان زاویه‌های فرودی متفاوت باریکه الکترونی، تحت شرایط تابش کانالی صفحه (110) بلور Si، در انرژی 1 GeV.



شکل 10. طیف انرژی پوزیترون‌های تولید شده از هدف تنگستن، به‌عنوان الکترون‌هایی با انرژی 1 GeV تحت شرایط تابش کانالی محوری $\langle 100 \rangle$ بلورهای C، Si، Ge و W در زاویه صفر الکترون‌های فرودی در تقریب دوقطبی.

همان‌طور که در شکل 10 مشخص است، با توجه به این که عمق پتانسیل محور تک بلور از دیگر بلورها بیشتر است (شکل 3)، بیشترین پوزیترون تولید شده نیز مربوط به زمانی است که از محور این بلور جهت تولید تابش کانالی محوری استفاده شود.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.045209>

[10] B. Azadegan, L.Sh. Grigoryan, J. Pawelke, W. Wagner, Investigation of planar electron channelling radiation generated in quartz single crystals, *Journal of Physics B* **23** (2008) 5101-5111.

<https://doi.org/10.1088/0953-4075/41/23/235101>

[11] B. Azadegan, S.B. Dabagov, W. Wagner, Computer simulation of the radiation of electrons axially channeled in a thin Ge single crystal, *Nuclear Instrum and Methods in physics Research B* **269** (2011) 2098-2106.

<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.06.018>

[12] B. Azadegan, S.B. Dabagov, Planar channeling radiation by 20–800 MeV electrons in a thin silicon carbide, *The European Physical Journal Plus* **126** (2011) 11058-11069.

<https://doi.org/10.1140/epjp/i2011-11058-0>

[13] P.A. Doyle, P.S. Turner, Relativistic Hartree-Fock X-ray and Electron Scattering Factors, *Acta Crystallographica A* **24** (1968) 390-397.

<https://doi.org/10.1107/S0567739468000756>

[14] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, (1975).

<https://doi.org/10.1002/3527600434.eap109>

[15] O. Bogdanov, K.B. Korotchenko, Yu.L. Pivovarov, Channeling radiation from relativistic electrons in a thin LiF crystal: When is a classical description valid? *Nuclear Instrum and Methods in physics Research B* **266** (2008) 3858-3862.

<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.06.025>

[16] B. Gennady, G. Sushko, A. Ilia, Simulation of ultra-relativistic electrons and positrons channeling in crystals with MBN EXPLORER, *Journal of Computational Physics* **252** (2013) 278-290.

<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2013.06.028>

physics Research B **266** (2008) 3836-3851.

<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.05.012>

[3] X. Artru, V. Baier, K. Beloborodov, G. Boeck, Experiment with a crystal-assisted positron source using 6 and 10 GeV electrons, *Nuclear Instrum and Methods in physics Research B* **201** (2003) 243-252.

[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)01180-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)01180-1)

[4] X. Artru, V. Baier, A. Bukin, T. Dimova, R. Kirsch, Summary of experimental studies, at CERN, on a positron source using crystal effects, *Nuclear Instrum and Methods in physics Research B* **240** (2005) 762-776.

<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2005.04.134>

[5] M. Satoh, T. Suwada, K. Furukawa, T. Kamitani and et al, Experimental study of positron production from silicon and diamond crystals by 8-GeV channeling electrons, *Nuclear Instrum and Methods in physics Research B* **227** (2005) 3-10.

<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.03.088>

[6] J. Lindhard, K. Danske, d. Selsk. Quantum properties and structure of considered matter *Matematisk-fysiske Meddelelser* **14** (1965) 34-39.

<https://doi.org/10.1088/0305-4616/1/2/010>

[7] Y. Yamamura, Y.H. Ohtsuki, Computer simulation of the radiation of axially channeled electrons, *Physical Review. B* **24** (1981) 3430-3440.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.24.3430>

[8] Y.H. Ohtsuki, Y. Yamamura, M. Yoshimatsu, Axial-channeling radiation of MeV electrons in high-Z materials, *Physical. Review B* **28** (1983) 3718-3724.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.3718>

[9] B. Azadegan, W. Wagner, J. Pawelke, Dependence of the linewidth of planar electron channeling radiation on the thickness of the diamond crystal, *Physical Review B* **74** (2006) 045209-11.