

هدایت باریکه الکترونی حاصل از شتابدهنده‌های الکترونی به داخل بافت جهت درمان توسط هدایتگر نانوتیوب‌های کربن

محبوبه باقری^۱، پرویز زبیده^{۲*}

۱. دانشجوی کارشناسی ارشد، واحد قم، دانشگاه آزاد اسلامی، قم، ایران

۲. استادیار گروه فیزیک، واحد قم، دانشگاه آزاد اسلامی، قم، ایران

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۵/۰۶/۱۰؛ تاریخ پذیرش: ۱۳۹۵/۰۸/۲۹)

چکیده

امروزه درمان با الکترون به دلیل مزایایی مانند همگنی دز در حجم هدف، کاهش دزدیافتی توسط بافت‌های سالم، بی‌تاثیر بودن حباب هوایی که بافت هدف را احاطه کرده بر دزانتقال یافته نسبت به درمان‌های فوتونی، و توانایی کنترل و افزایش تعداد باریکه‌های به کاربرده شده برای درمان، مورد توجه بوده و در اکثر مراکز درمانی جایگزینی ندارد. باریکه الکترونی توانایی درمان در زمینه تومورهای سطحی (تا عمق حدود ۲۰ سانتی متر) را دارد. در این مطالعه برای اولین بار، با ارائه طرح یک هدایت‌گر انعطاف‌پذیر الکترونی در هنگام خروج باریکه الکترونی از شتابدهنده‌های الکترونی، افزایش موثر کارایی درمان‌های الکترونی بیان شده است، از مزایای عمده آن عدم محدودیت به عمق درمان یا به عبارتی عدم محدودیت درمان‌های سطحی، و توانایی درمان تومورهای داخلی تر توسط باریکه الکترون و عدم آسیب به بافت سالم، می‌باشد.

کلیدواژگان

افت انرژی، الکترون درمانی، باریکه الکترون، دز، سطح مقطع، نانوتیوب‌ها.



مقدمه

هدف از انجام این مطالعه، ارائه طرحی از یک هدایت گر الکترونی جهت هدایت خروجی الکترونی و استفاده آن در تابش درمانی می باشد. در نسل جدید لیزرهای پرتوان، تولید پرتوهای لیزر با شدت حدود 10^{18} ولت برسانی متر مربع امکانپذیر می باشد. از بر همکنش پرتوهای لیزر پرتوان با محیط پلاسما می گازی، میدان الکتریکی در حدود 10^{10} ولت برمتر به وجود می آید. میدان الکتریکی به وجود آمده، می تواند الکترون های محیط پلاسمایی را شتاب داده الکترون های شتابدار پرانرژی، می تواند نقش مهمی در زمینه تابش درمانی ایفا می کنند. تولید وشتابدهی الکترونها می تواند بوسیله تجهیزات شتابدهنده های خطی نیز صورت گیرد.

سرطان بعنوان یکی از دلایل اصلی مرگ و میر در جهان در حال حاضر بشمار می آید. جراحی، پرتودرمانی، شیمی درمانی، و هورمون درمانی از روشهایی جهت درمان انواع سرطان میتوانند بشمار آید. پرتو درمانی روشی است که حدود 0.40 از بیماران سرطانی تحت این درمان قرار می گیرند که می تواند بصورت توام با روشهای دیگر انجام گیرد. یکی از روشهای پرتودرمانی، الکترون درمانی بصورت یک نوع تابش خارجی می باشد، در الکترون درمانی با تابش از خارج بدن، باریکه الکترون مستقیماً در زوایای مختلف از بیرون بدن تابش یافته به نحوی که با تمرکز روی تومور سرطانی و دریافت دز بالا در تومور، درمان تومورها در سطح (تا عمق 10 سانتی متر) توسط ذره الکترون صورت می گیرد. در روش مذکور متاسفانه علاوه بر سلول های سرطانی به سلولهای سالم اثر می رساند زیرا ناچار به تابش باریکه در زوایای مختلف می باشیم. در این پژوهش هدف انتقال باریکه الکترونی مستقیماً روی بافت و تومور سرطانی بوسیله طراحی

یک محیط هدایت گر بوده است. محیط یادشده با افزایش پراکندگی باریکه به سمت جلو و کاهش جذب و عبور می تواند باریکه را مستقیماً به هدف منتقل نماید. از مزایای عمده این روش عدم محدودیت به عمق درمان یا به عبارتی عدم محدودیت درمان های سطحی، و توانایی درمان تومورهای داخلی تر (با عمق بیشتر) توسط باریکه الکترون و عدم آسیب به بافت سالم، می باشد [1].

نانولوله های کربنی به شکل صفحات گرافیتی استوانه ای، فرض می شوند. نانولوله ی تک دیواره، یک صفحه ی گرافیتی استوانه ای می باشد، در حالی که نانولوله ی چند دیواره بصورت چندین صفحه ی گرافیت به دور یک استوانه می تواند تصور شود. فاصله بین هر جداره از نانولوله های چند دیواره تقریباً برابر فاصله بین صفحات گرافیتی و برابر $314/0$ نانومتر بر اساس مشاهدات تجربی می باشد [17].

در شکل ۱ یاخته واحد یک نانو کربن نشان داده شده است، در صورتی که اتم O مفروض باشد، برای رسیدن به اتم A از برداری به شکل \vec{C}_h می توان استفاده کرد که با رابطه زیر بیان می شود:

$$\vec{C}_h = n \vec{a}_1 + m \vec{a}_2$$

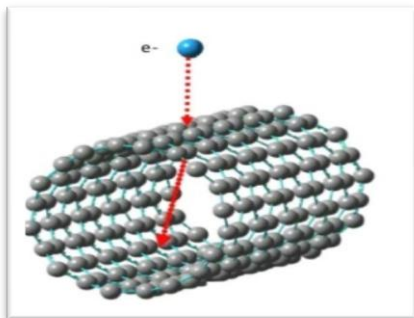
با رسم محوری عمود بر بردار \vec{C}_h از نقطه ی A و نقطه ی O و برش صفحه ی گرافیتی از روی این خطها، شکل حاصل به صورت یک مستطیل با عرضی (طول) برابر $|\vec{C}_h|$ خواهد شد. یک نانولوله ای تک دیواره را می توان بادرست کردن یک استوانه از این مستطیل داشت. محیط این نانولوله دقیقاً بردار $|\vec{C}_h|$ می شود. بردار $|\vec{C}_h|$ می تواند در تولید نانولوله های بکاررود، و با نام ویژه بردار کایرال شناخته می شود. این دو بردار بوسیله دو مولفه ی (n, m) مشخص می شود [17].



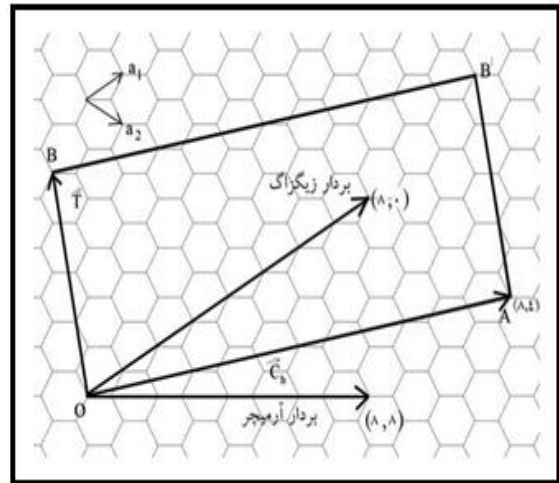
بخش ۴ به جمع بندی نتایج حاصل پرداخته شده است.

طرح هدایت کننده الکترونی

پرتوهای الکترونی هنگام خروج از شتابدهنده عموماً به صورت شبه تک انرژی در نظر گرفته می شود [۲,۳,۴]. در شتابدهنده های تجاری هنگامی که پرتو الکترون درون شتابدهنده انتشار می یابد با پنجره خروج شتابدهنده، ورقه پراکنده کننده، جعبه نمایش کلیماتور و هوا وحتى خود بافت، قبل از رسیدن به تومور برهم کنش خواهد داشت، که می تواند موجب آلودگی های تابشی دیگر گردد. با استفاده از ساختار پیشنهادی باریکه الکترون بعد از خروج از شتابدهنده درون این ساختار قرار می گیرد که جدار داخلی این ساختار چیدمانی از نانو تیوب های کربن می باشند. شکل ۳ یک الکترون در مسیر گذر از خارج یک نانولوله را نشان می دهد، بررسی ها در این مطالعه نشان می دهد باریکه الکترونی می تواند بعد از برخورد با افزایش پراکندگی و کاهش حتی الامکان عبور از لایه های جداره هدایتگر و عبارتی کاهش جذب توسط بافت های سالم ناشی از شار نشتی الکترون، همراه باشد و لذا بخش مهمی از شار الکترون می تواند بوسیله این ساختار هدایت گردد. این شرایط به علت داشتن خواصی مانند سطح ویژه زیاد آن به میزان ۷۰۰ تا ۱۰۰۰ متر مربع برای هر گرم آن است.

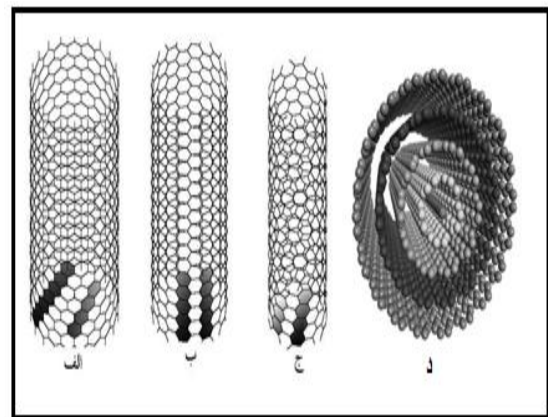


شکل ۳- یک الکترون در مسیر گذر از خارج یک نانولوله [16]



شکل ۱- بردارهایی که تولید انواع نانو لوله را می کنند نشان داده شده است.

یاخته واحد یک نانولوله (۸,۴) نیز نشان داده شده است.



شکل ۲- الف) نانولوله های زیگزاگ (ب) نانولوله های آرمیچر (ج) نانولوله های کایرال (د) نانولوله های چنددیواره ای

این مقاله مشتمل بر ۴ بخش می باشد. در بخش اول ضمن توضیح ساختار هدایت گر الکترونی، مفاهیمی فیزیکی همچون مسافت آزاد میانگین از سطح مقطع کل آزمایشی با تجربه ای که توسط بروینگ و دیگران مطرح شده ارائه گردیده است در بخش ۲ محاسبه افت انرژی با تقریب پیوسته کاهنده و با توجه به رویدادهای پراکندگی مجزا محاسبه شده در بخش سوم نحوه بکارگیری هدایتگر در درمان و در



برووینگ^۱ و دیگران استفاده می‌شود که به صورت زیر قابل محاسبه است [۶ و ۵]

$$\lambda_{e1} = \frac{A}{\rho N_A \sigma_{e1}} \quad (1)$$

در این رابطه A وزن اتمی، N_A عدد آووگادرو، ρ چگالی ماده، σ_{e1} سطح مقطع کشسان کل بر سانتیمتر مربع است.

$$\sigma_{e1} = \frac{3 \times 10^{-18} z^{1/7}}{E + 0.005 z^{1.7} E^{0.5} + 0.0007 z^2 E^{0.5}} \quad (2)$$

در این رابطه z عدد اتمی و E انرژی الکترون در keV است. فرمول پراکندگی مولر در شکل غیرنسبیتی برای محاسبه سطح مقطع غیرکشسان برای یونیزاسیون لایه بیرونی به صورت زیر است [۷ و ۸]

$$\frac{d\sigma}{dw} = \frac{\Pi e^4}{(4\Pi\epsilon_0)^2 E} \left(\frac{1}{w^2} + \frac{1}{(E-w)^2} - \frac{1}{w(E-w)} \right) \quad (3)$$

در این رابطه E انرژی اولیه الکترون فرودی، w افت انرژی متحمل شده توسط آن، e بار الکترون، ϵ_0 گذاردهی خلاء می‌باشد.

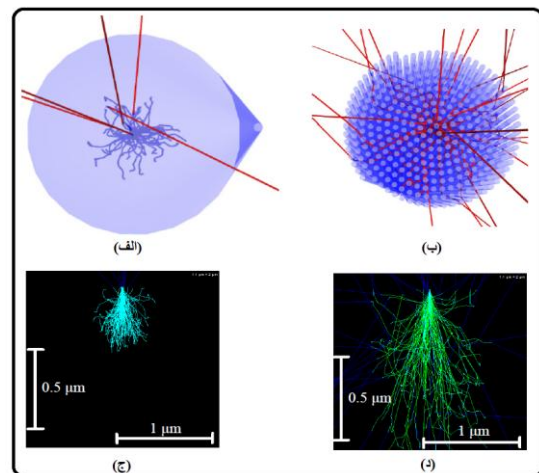
سطح مقطع پراکندگی گریزنسکی^۲ برای یونیزاسیون هسته ای با انرژی بستگی لایه 284/2 الکترون ولت برای چند جامد با موفقیت اثبات شده بصورت زیر است [۹ و ۱۰ و ۱۱]

$$\frac{d\sigma}{dw} = \frac{\Pi e^4}{(4\Pi\epsilon_0)^2 E w^3} \left(\frac{E}{E + E_b} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{w}{E} \right) \left(\frac{E}{W + E_b} \right)$$

$$\left\{ \frac{w}{E_b} \left(1 - \frac{E_b}{E} \right) + \frac{4}{3} \ln \left[2.7 + \left(\frac{E-w}{E_b} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (4)$$

کل متغیرها، مشابه متغیرهای رابطه (۳) است به همراه E_b که انرژی بستگی لایه تعریف می‌شود.

شکل (۴) شبیه سازی مونت کارلو انجام شده از دو ساختار با دو نوع ماده را نشان می‌دهد که هر دو ساختار از لحاظ ابعاد و ضخامت و ساختار ظاهری شبیه به هم هستند ساختار (الف) از ماده جامد و ساختار (ب) از نانوتیوب کربن استفاده شده است و همان گونه که مشاهده می‌شود در ساختار نانوتیوب های کربنی در مقایسه با ماده جامد باریکه الکترونی اولیه ورودی بعد از برخورد های بسیار پراکنده می‌شود [16]. مزیت بالای این پراکندگی می‌تواند به انتقال باریکه الکترونی کمک کرده و نیز عبور الکترون را از دیواره هدایت گر به حداقل برساند.



شکل ۴- مقایسه نانولوله و مواد جامد در پراکندگی پرتو الکترونی [16]
الف) نمای ترابرد باریکه الکترونی در یک استوانه گرافیت جامد به قطر ۱/۴ میکرون

ب) همان نما اما برای لایه هایی از استوانه های نانو گرافیت با قطر ۲۰ نانومتر که قطر خارجی ۱/۴ میکرون دارد (ج) نمای جانی از ترابرد در گرافیت جامد (د) نمای جانبی از مجموعه نانوتیوب ها (خطوط قرمز در (الف) و (ب) و خطوط آبی در (ج) و (د) نشاندهنده حرکت الکترون در فضاهای خالی و خطوط مستقیم در خاتمه ترابرد پرتاب الکترون های پس پراکنده شده را نشان می‌دهد.)

احتمالی که یک الکترون در یک مسیر پراکنده شود به دو عامل الف) سطح مقطع پراکندگی، و ب) پویش آزاد میانگین، بستگی دارد
برای محاسبه مسافت آزاد میانگین از سطح مقطع کل آزمایشی یا تجربه ای مطرح شده توسط

1. Browning
2. Gryzinski



انرژی پلاسمون برای نانولوله‌ها 20eV فرض شده است. به طور تجربی و آزمایشی بیشینه پلاسمون بین 15 eV و 26/9 eV روی می‌دهد. مسافت آزاد میانگین مؤثر و کارآمد از رابطه زیر محاسبه شده است [۱۴].

$$\frac{1}{\lambda_T} = \frac{1}{\lambda_{el}} + \frac{1}{\lambda_M} + \frac{1}{\lambda_G} + \frac{1}{\lambda_P} \quad (7)$$

که در این رابطه λ_T ، مسافت آزاد میانگین کل، λ_{el} ، مسافت آزاد میانگین پراکندگی کشسان، λ_M ، پراکندگی مولر، λ_G ، پراکندگی گریزنسکی و λ_P ، پراکندگی پلاسمون می‌باشند

افت انرژی

برخلاف محاسبه افت انرژی با تقریب پیوسته کاهنده^۳ در این مدل، افت انرژی برای رویدادهای پراکندگی مجزا مطابق قوانین زیر محاسبه شده است: ۱. در طول یک فرایند پراکندگی الکترون - هسته (پراکندگی کشسان) هیچ انرژی تلف نمی‌شود.

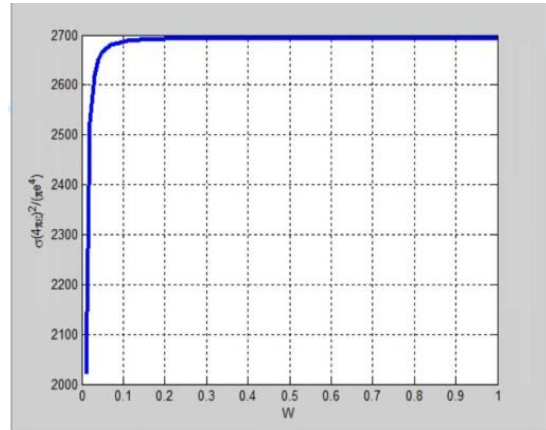
۲. میزان ثابتی از انرژی $\hbar\omega_p$ ، در طول یک فرایند برانگیختگی پلاسمون تلف شده است.

۳. برای یونیزاسیون لایه هسته و لایه بیرونی، ماهیت کاتوره ای افت انرژی با استفاده از احتمال قضیه تبدیل انتگرالی تکمیل شده است.

$$\int_{\omega_c}^{\omega} \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega = R \int_{\omega_c}^{\omega_{max}} \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega \quad (8)$$

که در این رابطه ω_c انرژی قطع (که برای پراکندگی مولر 10eV و برای پراکندگی گریزنسکی برابر با انرژی بستگی می‌باشد)، ω_{max} حداکثر میزان انرژی که در یک فرایند خاص می‌تواند تلف شود و

سطوح مقطع پراکندگی کل در الکترون برای پراکندگی مولر و گریزنسکی از طریق انتگرال روابط (۳) و (۴) نسبت به ω مشخص می‌شود. در این مطالعه سطح مقطع با توجه به افت انرژی به صورت شکل (۳) محاسبه گردیده است.



شکل ۵- سطح مقطع محاسبه شده برحسب افت انرژی ω برحسب افت انرژی

مسافت آزاد میانگین برای رویدادهای پراکندگی از رابطه (۵) مشخص می‌شود.

$$\lambda_{M/G} = \frac{A}{\rho N_A Z_r \sigma_{M/G}} \quad (5)$$

در این رابطه $\sigma_{M/G}$ سطح مقطع کل (M برای مولر و G برای گریزنسکی) Z_r عدد الکترون‌ها در لایه مشابه (برای کربن، ۴ در لایه بیرونی و ۲ در لایه درونی) N_A عدد آووگادرو، و ρ چگالی ماده است. مسافت آزاد میانگین برای برانگیختگی پلاسمون به طور تئوری از معادله زیر حاصل شده است [۱۲ و ۱۳].

$$\lambda p = 2a_B \frac{E}{\hbar\omega_p} \left(\ln \frac{(1+y_p)^{1/2} - 1}{x - (x^2 - y_p)^{1/2}} \right)^{-1} \quad (6)$$

که در این رابطه a_B شعاع بوهر، $x = \sqrt{\frac{E}{E_F}}$ و

$$y_p = \frac{\hbar\omega_p}{E_F} \text{ می‌باشد.}$$

برای محاسبه افت انرژی میانگین هم ارز ناشی از رویدادهای مجزا از رابطه

$$\frac{dE}{dS} = \left| \frac{dE}{dS} \right|_G + \left| \frac{dE}{dS} \right|_M + \left| \frac{dE}{dS} \right|_p \quad (10)$$

می توان استفاده کرد. که در آن

$$\left| \frac{dE}{dS} \right|_{M/G} = N_A \rho \frac{z}{A} \int_{w_{\min}}^{w_{\max}} \frac{d\sigma}{dw} w dw \quad (11)$$

در این مطالعه افت انرژی برحسب انرژی الکترون با روش درونیابی از رابطه (۱۳) بدست آمد.

$$w = \frac{0.2204E + 3200}{E + 273.2} \quad (12)$$

$$\frac{d\sigma}{dw} = \frac{1}{(E + 273.2)^2} \left[3139.78672 \left[\frac{1}{Ew^3} \left[E_B \left[\frac{E}{E + E_b} \right]^{1/5} \left[1 - \frac{w}{E} \right]^{E_b - w} \right] \right] \right. \\ \left. \left[\frac{w \left[1 - \frac{E_b}{E} \right]}{E_b} \right] + \frac{4}{3} \ln \left[2.7 + \sqrt{\frac{E - w}{E_b}} \right] - \frac{1}{w^2 E} + \frac{1}{(E - w)^2 E} - \frac{1}{wE(E - w)} \right] \quad (13)$$

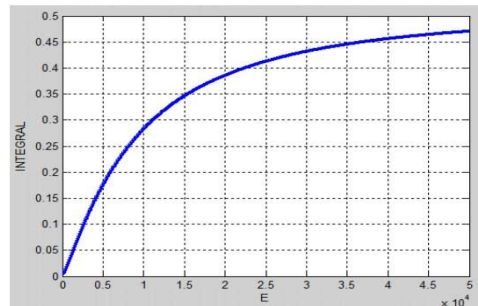
در صورتی که یک توزیع ماکسولی برای طیف باریکه الکترون در نظر گرفته شود (خروجی شتابدهنده لیزر-پلاسما) با توجه به توابع سطح مقطع باریکه الکترون پس از تعداد زیادی برخورد به شکل (۷) بدست می آید. که نتیجه آن پهن شدگی طیف انرژی پرتو الکترون می شود.

برابر $\frac{E}{2}$ برای مولرو E برای پراکندگی گریزنسکی و R عدد کاتوره ای یکنواخت بین ۰ و ۱ است، قبل از اقدام به استفاده از سطوح مقطع پراکندگی و مسافت آزاد میانگین تعریف شده برای نانولوله های کربن ارزیابی چگونگی عملکرد آنها در یک ماده فله ای (مثلا گرافیت) درمقایسه با فرمول تقریب پیوسته کاهنده اصلاح شده آموزنده است [۱۵].

$$\left| \frac{dE}{ds} \right|_{CSDA} = 785 \frac{\rho Z}{AE} \ln \left(\frac{1.66(E + tJ)}{J} \right) ev/A \quad (9)$$

J پتانسیل یونش میانگین است، t یک عامل تجربه ای یا آزمایشی (۷۷٪ برای کربن) و متغیرهای دیگر همان طور که قبلاً تعریف شده یکسان و مشابه اند (J و E برحسب الکترون ولت هستند) حال بنابراین:

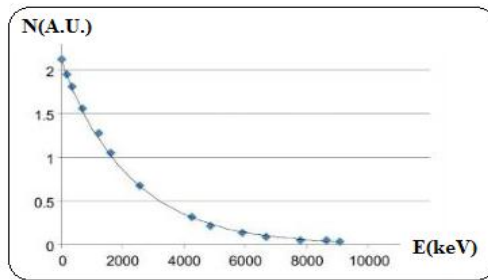
لذا سطح مقطع برحسب انرژی اولیه باریکه الکترون قابل محاسبه و در شکل (۶) نشان داده شده است.



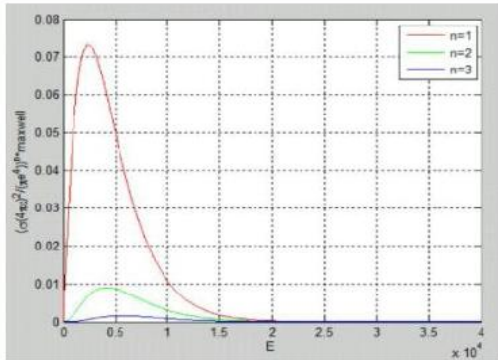
نمودار تابع σ بر حسب E

شکل ۶- سطح مقطع برحسب انرژی اولیه باریکه الکترون.

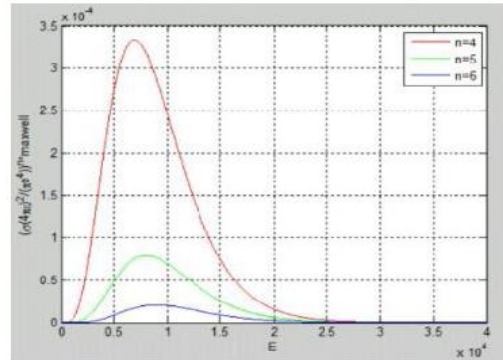




الف



ب



ج

شکل ۷- پهن شدگی طیف اندرزی باریکه الکترون پس از چند برخورد برای باریکه اولیه با توزیع ماکسولینی

الف) طیف اولیه الکترون با توزیع ماکسولینی

ب) برخورد اول تا سوم

ج) برخورد های سوم تا ششم

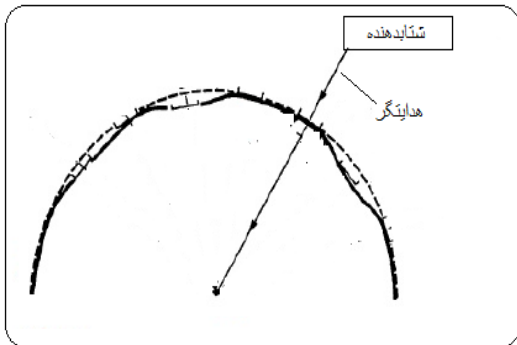
گویند و از ویژگی های بدخیمی است) وجود ندارد. خال های معمولی (ملانوسیتیک)، فیبروید رحم و برخی از نئوپلاسم‌ها را که فاقد ویژگی های تهاجمی سرطان هستند از نمونه های تومور خوش خیم هستند. بسیاری از انواع تومورهای خوش خیم، برای سلامت انسان ضرری ندارند ولی می توانند از لحاظ بهداشتی تاثیرات منفی بگذارند. نمونه‌هایی از این تومورها که در تولید اثر توده‌ای (فشرده سازی اندامهای حیاتی مانند رگ‌های خونی)، و یا تومور غدد درون‌ریز، ممکن است به تولید بیش از حد یا توقف تولید یک هرمون منجر گردد. مثال‌های آن آدنوم تیروئید، آدنوم آدرنوکورتیکال و آدنوم هیپوفیز است. تومورهای خوش خیم معمولاً توسط کپسول (غلاف فیبری) احاطه می‌گردند که مانع توانایی متاستاز و اینفیلتراسیون (نفوذ به بافت مجاور)

بکارگیری هدایت گر در درمان

عدم هماهنگی بین رشد و مرگ سلول های بافت یکی از اندام های بدن را، سرطان گویند که منجر به تکثیر بیش از حد معمول تعداد سلول ها می شود. این سلول های اضافی انباشته شده در یک ناحیه، غده یا تومور یا نئوپلاسم^۱ نامیده می شود. تومورهای خوش خیم به معنای رشد غیر معمول یک نوع از بافت بدن توسط سلول های طبیعی بدن است که باعث ایجاد یک برجستگی موضعی می شود و به صورت یک بیماری خفیف و غیر پیشرونده شناخته می شود، در تومور خوش خیم دست اندازی و پیشروی به بافت های دیگر و اندام های مجاور (که به آن متاستاز

1. Neoplasm





شکل ۹- روش الکترون تراپی بوسیله هدایتگر نانوتیوبی از خارج بدن

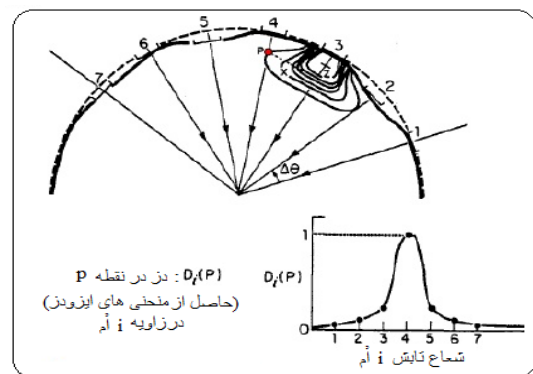
مزایای طرح ارائه شده به روش های متداول قبلی عبارتند از: درمان درانتهای مسیر باریکه و حداقل تابش به بافت های خارج از مسیر باریکه و در مسیر باریکه با محاسبات دقیق و حداکثر تخلیه انرژی در نقطه هدف (بافت توموری)، توانایی بالا در درمان تومورها در اندام های مختلف بدن و وضعیت های مختلف بدلیل انعطاف پذیری هدایتگر، دز جذبی بیشتر در بافت توموری بدلیل کند شدن و کاهش انرژی الکترون در هدایت گر در اثر پراکندگی های متعدد، کاهش قبل ملاحظه دز جذبی در بافت های سالم، امکان استفاده از شتابدهنده های نسل جدید با طیف ماکسولینی که قابلیت جابجایی با ابعاد کوچک را دارند.

نتیجه گیری

در روش های معمول قدیم، پرتو دهی الکترون از بیرون بدن انجام می گردد، که ناچاراً تابش به بافت سالم و ارگان های غیر هدف نیز صورت خواهد گرفت، این موضوع باعث آسیب به این اندام ها و یا محدود کردن پروسه درمان می شود، اگر چه با انجام طراحی های درمان بوسیله تیم پرتوپزشک و تابش از زوایای مختلف به نحوی که میزان دز بافت سالم را کاهش و دز دریافتی تومور را بیشینه کرد، تا حدودی درمان امکان پذیر است لیکن بهترین درمان همواره زمانی حاصل خواهد شد که بافت سالم کمترین تابش را

می شود. البته بسیاری از انواع تومورهای خوش خیم بطور بالقوه توان تبدیل شدن به بدخیم (مانند تراتوم) را دارند. در مقابل انواع دیگری از تومورها که به تومور بدخیم شناخته می شوند وجود دارد. میزان بدخیمی تومور به میزان بهم ریختگی ساختمان طبیعی بافت آن بستگی دارد که با ویژگی های آنپلازی شناخته می شود و عبارتی سرعت تهاجم تومور به بافتهای سالم مجاور و دست اندازی به بافتهای دور را مشخص می کند. تومور بدخیم به بافتهای مجاور خود حمله می کند و حتی ممکن است تا بافتهای دوردست گسترش یابد. عبارتی تومور بدخیم را می توان مترادف با سرطان دانست یا بزبان ساده تر هرگونه نئوپلازی بدخیم را سرطان یا چنگار می نامند.

در درمان با باریکه الکترونی تاکنون روش های متداول تابش باریکه از بیرون بدن به بافت تومور ی (که معمولاً در عمقی از بدن می باشد)، استوار بوده است. در روش مذکور جهت کاهش دز جذبی در بافت سالم و تمرکز آن در بافت توموری ناچار به تابش باریکه در زوایای مختلف می باشیم. (شکل ۸)



شکل ۸- روش الکترون تراپی متداول (تابش باریکه الکترونی از خارج بدن در زوایای مختلف)

در این طرح با استفاده از هدایت گر الکترونی که از محیط نانوکربن تشکیل شده است، در داخل هدایتگر باریکه الکترونی به سمت جلو پراکنده و می تواند مستقیماً انرژی آن در بافت تخلیه گردد. (شکل ۹)



داشته باشد هدف از پرتو درمانی از بین بردن حداکثر سلولهای سرطانی با حداقل آسیب به بافت‌های سالم است.

محیط نانوکربنی در نظر گرفته شده به نحوی توصیف می شود که دارای انعطاف پذیری فیزیکی لازم باشد. این محیط توانایی عبور بخش مهمی از شار الکترون راداشته و جدار داخلیش چیدمانی از چند لایه نانوتیوب های چند دیواره می باشد. بررسی نشان می دهد که استفاده از نانوتیوب ها درصد بالایی پراکندگی را ارائه می دهد و باریکه الکترونی بعد از برخورد به نانولوله ها پراکنده می شود و به دلیل انعطاف پذیری هدایت کننده الکترونی انجام عملیات درمان موثرتر خواهد بود لذا درمانگر با استفاده از ساختار طراحی شده در الکترون درمانی محدود به

عمق نبوده و با ایجاد منفذی کوچک و قراردادن هدایتگر در آن قادر به درمان تو مورهای عمیق تر خواهد بود.

با استفاده از نتایج موجود شبیه سازی مونت کارلو در برخورد الکترون با نانوتیوب های کربن به دست آمده از اطلاعات سطح مقطع ارائه شده برای افت انرژی که از برخورد الکترون با نانوتیوب های کربن حاصل می شود، استفاده شده است. این روش و شیوه از طریق مقایسه نتایج با داده ها و آزمایشات تجربی در دسترس تایید و تصدیق شده انجام گردیده است. بدیهی است پژوهش و تحقیقات تجربی بیشتری برای دستیابی به نقش هر فرایند پراکندگی در نانولوله های کربن مورد نیاز است.



منابع و مأخذ

1. Y.Glinec et al., Radiotherapy With Laser-Plasma Accelerators: Monte Carlo Simulation of Dose Deposited by an Experimental Quasimonoenergetic Electron Beam, *Med. Phys.* 33,2006,155-162.
2. K. Nakajima, J. Yuan, L. Chen 3 and Z.Sheng, Laser-Driven Very High Energy Electron/Photon Beam Radiation Therapy in Conjunction with a Robotic System, *Appl. Sci.*, 5,2015,1-20.
3. S. Gitomer, R.Jones, F.Begay, A.W.Ehhler,J.F.Kephart, and R.Krital, Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction, *phys.Fluids*29, 1986, 2679.
4. Purdy JA, Biggs PJ, Bowers C, Dally E, Downs W, Fraass BA, Karzmark CJ, Khan F, Morgan P, Morton R, et al., Medical accelerator safety considerations, Report of AAPM Radiation Therapy Committee TASK Group NO.35**Med.Phys.* 20,1993, 126-1275.
5. D. C. JOY., Monte Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis (Oxford University press. New York, 1995.
6. R. Browning. T.Z.Li. B. Chui. J. Ye. R. F.W. Pease. Z. czyzewski. And D. C. Joy., Empirical forms for the electron/atom elastic scattering cross sections from 0.1 to 30 keV, *J.apple. Phys.* 76, 1994, 2016.
7. K. Murata, Yasuda, and H. Kawata, Effects of the introduction of the discrete energy loss process into Monte Carlo simulation of electron scattering, *Scanning* 17,1995, 228.
8. L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis* Springer. Berlin, 1998.
9. R. Shimizu. Y.Kataoka. T.Ikuta. T.Koshikawa. and H. Hashimoto, A Monte Carlo approach to the direct simulation of electron penetration in solids, *j.Phys. d* 9,1976, 101.
- 10.L. N. Pandey and M. L. Rustgi., A comparative study of electron transport phenomenon in the keV range, *J. APPL. Phys.* 66,1989,6059.
- 11.F. Arezzo. N. Zacchetti. And w. Zhu., X-ray photoelectron spectroscopy study of substrate surface pretreatments for diamond nucleation, *J. Appl. Phys.* 75,1989, 5375.
- 12.J. Quinn., Range of Excited Electrons in Metals, *Phys. Rev.*126, 1962, 1453.
- 13.N. V. smith and W. E. Spicer., Photoemission Studies of the Alkali Metals. I. Sodium and Potassium, *Phys.Rev.* 188,1969,593.
- 14.M. M. Brzhezinskaya and E. M. Baitinger. Trends in Nanotube Research (Nova Science Publishers. New York, 2006.
- 15.D. C. Joy and S. Luo., An empirical stopping power relationship for low-energy electrons, *Scanning* 11, 1989, 176.
- 16.M. K. Alam and A. Nojeh, J. Vac., Monte Carlo simulation of electron scattering and secondary electron emission in individual multiwalled carbon nanotubes: A discrete-energy-loss approach, *Sci. Technol. B* 29,4, 2011, 041803-1.
- 17.H. Raffi-Tabar, Computational modelling of thermo-mechanical and transport properties of carbon nanotubes, *Physics Reports*, 390, 2004, 235.

