

تصحيح قدرة الايقاف الالكترونية لاختلاف فرق الطور

عبير علي محمد حسين*

داليا عبد علي محمد**

تاريخ قبول النشر 2009/ 4/ 3

الخلاصة:

يعتبر تصحيح بلوخ (Bloch correction) من التصحيحات المهمة لقدرة الإيقاف (Stopping power) لكونه يربط الوصف الكلاسيكي للعالم بور (Bohr) مع المعالجة الكمية للعالم بيتا (Bethe). تم في هذا البحث إجراء دراسة حول اعتماد تصحيح بلوخ على فرق الطور ولمديات مختلفة من طاقة الجسيم، و تبين إن تصحيح بلوخ في حالتيه النسبية ($\gamma = E/mc^2 \rightarrow 0$) واللانسية ($\gamma \rightarrow 1$) يعتمد على فرق الطور و طاقة الجسيم (γ) و لكن في الحالة الفوق نسبية لتصحيح بلوخ ($\gamma \rightarrow \infty$) يعتمد على فرق الطور فقط. وتم حساب قدرة الإيقاف الالكترونية في السرعة الواطنة بدلالة فرق الطور.

الكلمات المفتاحية: قدرة الايقاف, فرق الطور, طاقة الجسيم, الحالة النسبية, الحالة اللانسية, الحالة الفوق نسبية.

المقدمة:

عند اختراق الجسيم المشحون لوسط معين فانه يصطدم مع النويات والالكترونات لمادة الهدف. إن التفاعل بين الجسيم ومادة الهدف يؤدي بالتالي الى فقدان الجسيم لطاقته وتعرف قدرة الإيقاف ($-dE/dX$) بأنها معدل الطاقة المفقودة لوحدة المسار (X)، حيث إن الطاقة المفقودة هي الطاقة المنتقلة من الجسيمات المشحونة الساقطة إلى الكترونات ذرات الوسط المادي التي تمر فيه مسببه تأيناً وتهيجاً لذرات ذلك الوسط. [1]

$$-\frac{dE}{dX} = NS = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4}{mv^2} NL \quad \dots (1)$$

تمثل Z_1 العدد الذري للجسيمات، Z_2 العدد الذري للوسط، m كتلة الإلكترون السكونية، v سرعة الجسيم، N الكثافة الذرية للوسط المادي، L عدد الإيقاف.

تم وصف قدرة الإيقاف على وفق الميكانيك الكلاسيكي من قبل بور [2] عندما $(K = (2Z_1 v > > 1) / v) > > 1$ وكذلك الميكانيك الكمي من قبل بيتا [3] $(K = (2Z_1 v < < 1) / v) < < 1$.

وقد أجريت عدة تصحيحات لمعادلة بيتا الموضوعه سنة (1930) لحساب قدرة الإيقاف الالكترونية لجسيمات مشحونة في الوسط المادي بالاعتماد على ميكانيك الكم من قبل بلوخ [4]، إن أساس هذه النظرية يأتي من خلال حساب الدرجة الأولى لتقريب بورن من نظرية الكم للاضطراب في الايونات الثقيلة إذ إن عدد الإيقاف $L(v, Z_2)$ الذي يعتمد على سرعة الجسيم الساقط وعلى مادة الهدف يشمل عدة حدود تمثل التصحيحات التي أجريت على معادلة بيتا وكما يأتي [5].

$$L = L_0 + L_1 Z_1 + L_2 Z_1^2 \quad \dots (2)$$

حيث إن:

 L_0 : تصحيح بورن Born Correction L_1 : تصحيح باركز Barks Correction والذي يمثل تأثير الاستقطاب لذرات مادة الهدف. L_2 : تصحيح بلوخ Bloch correction والذي يقوم بربط المنطقة الكلاسيكية مع المنطقة الكمية النظرية:**i. تصحيح بلوخ (L_2) Bloch correction**

إن تصحيح بلوخ يتناسب مع Z_1^4 ومنشأه معادلة التوقف للعالم بلوخ [5]. حيث قام Bloch بربط الوصف الكلاسيكي للعالم بور (Bohr, 1913) مع المعالجة الكمية للعالم بيتا (Bethe, 1930) للسرعة $(v/v_0 < 2Z_1 Z_2)$ ضمن الصيغة الآتية [1-6].

$$\Delta L_{\text{Bloch}} = Z_1^2 L_2 = \psi(1) - \text{Re}[\psi(1 + iy)] \quad \dots (3)$$

$$y = Z_1 \left(\frac{v_0}{v} \right) \quad \dots (3-a)$$

(Digamma function)

$$\psi(\xi) = \frac{d \ln \Gamma(\xi)}{d\xi} \quad \dots (3-b)$$

معادلة (3) بالمتوالية بوصفها دالة للمتغير (y)، فعندما تكون ($y > 1$) تصيح بالشكل التالي [7].

$$\Delta L_{\text{Bloch}} = Z_1^2 L_2 = -y^2 \sum_{n=1}^{\infty} n(n^2 + y^2)^{-1} \quad \dots (4)$$

أما عندما ($y < 1$) تصيح بالشكل التالي:

$$\sigma_{tr} = \int d\sigma(1 - \cos \theta) \quad \dots(10)$$

ولحساب $(-dE/dX)$ يجب حساب σ_{tr} حيث سيتم الأخذ بعين الاعتبار الحالة النسبية والغير نسبية و الفوق النسبية و كالأتي:

1- الحالة اللانسية Non-relativistic case

حيث يتم حل المقطع العرضي الانتقالي (σ_{tr}) في معادلة (10) وفق الميكانيك الكمي بمعاملات لاجندر (Legendre polynomial) والمبينة في معادلة التالية [5]:

$$\sigma_{tr}^{qu} = 4\pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (\ell+1) \sin^2(\delta_{\ell} + \delta_{\ell+1}) \quad \dots(11)$$

حيث إن:

δ_{ℓ} : فرق الطور Phase differ

ℓ : العدد الكمي للزخم الزاوي المداري (Orbital angular momentum quantum No.)

وكذلك باستخدام تشتت رذرفورد (Rutherford Scattering) لفرق الطور الكمي والموضح في معادلة الآتية

$$(\delta_{\ell} - \delta_{\ell+1}) = \arg\left(\ell + 1 + \frac{i\kappa}{2}\right) \quad \dots(12)$$

نحصل على [12]:

$$\sin^2(\delta_{\ell} - \delta_{\ell-1}) = \left(\frac{\eta}{\kappa}\right)^2 \quad \dots(13)$$

ومن خلاله يمكن الحصول على تصحيح بلوخ (ΔL) (المعرف مسبقاً) في الحالة اللانسية ولكن بشرط عندما تكون طاقة الجسيم (γ) تقترب من الواحد $(\gamma \rightarrow 1)$ حيث إن (γ) هي طاقة الجسيم الكلية والمقاسة بوحدات الطاقة الساكنة $(\gamma = E/mc^2)$

$$\Delta L = \sum_{\ell=0}^{\infty} \left[\frac{\ell+1}{(\ell+1)^2 + (\kappa/2)^2} - \frac{1}{(\ell+1)} \right] \quad \dots(14)$$

ولصغر قيمة $(K \ll 1)$ في معادلة (13) فإن تصحيح بلوخ سوف يعطى بالمعادلة (6) الموضحة سابقاً.

2- الحالة النسبية Relativistic case

في الحالة النسبية لتصحيح بلوخ فإن معادلة العرضي الانتقالي (σ_{tr}) والمعطى بالمعادلة (10) سوف يكون بالشكل الآتي [13]:

$$\sigma_{tr} = 4\pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (\ell+1) \left[\frac{\ell+2}{2\ell+3} \sin^2(\delta_{-\ell-1} - \delta_{-\ell-2}) + \frac{\ell}{2\ell+1} \sin^2(\delta_{\ell+1} - \delta_{\ell}) + \frac{1}{(2\ell+1)(2\ell+3)} \sin^2(\delta_{\ell+1} - \delta_{-\ell-1}) \right] \quad \dots(15)$$

وبما إن $(K = \pm(j+1/2))$ الذي قد يكون قيمته عدد غير صحيح فإن الزخم الزاوي المداري الكلي (ℓ) سوف يكون كالأتي:

$$\Delta L_{\text{Bloch}} = Z_1^2 L_2 = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \xi (2n+1) y^2 n \quad \dots(5)$$

حيث إن

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

ξ : هي دالة ريمان (Riemann function) التي وضعت من قبل العالم Lindhard [8] وقد وجدت بتجارب مختلفة لأيون ذي طاقات أعلى من (0.3 MeV/a.u.) وعند فتح معادلة (5) فإن حد الدرجة الأولى لدالة ريمان يعطى كما يلي [9].

$$\Delta L_{\text{Bloch}} = Z_1^2 L_2 \approx -1.202 y^2 \quad \dots(6)$$

كما اوجد العالم Besnbacher [10] قيمة (ΔL) بأخذ المفكوك من معادلة (5) لغاية المرتبة الثالثة وكما مبين في المعادلة التالية:

$$\Delta L_{\text{Bloch}} = Z_1^2 L_2 = (-1.202 y^2 + 1.037 y^4 + 1.008 y^6) \dots(7)$$

كما واخذ العالم [11] Bichsel and Portar، حدود أخرى في معادلة (5) لحساب (L_2) ضمن مدى السرعة العالية:

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1 - 202 - y^2 (1.042 - 0.855 y^2 + 0.343 y^4)] \dots(8)$$

وكما يجب الإشارة إلى إن كل من معادلة Bichsel- و Besnbacher و Lindhard Poter تستعمل جميعها عندما تكون $(y < 1)$.

أما في السرعة الواطئة فإن قيمة $[Z_1^2 L_2 \rightarrow -0.58 - \ln(y)]$ وتصحيح بلوخ ينتقل إلى قدرة الإيقاف الكلاسيكية لصيغة بور، أما في السرعة العالية $(y \rightarrow 0)$ فإن قيمة $[Z_1^2 L_2 \rightarrow -1.2 y^2]$.

ii Stopping Power and Phase Shift

إن قدرة الإيقاف من الممكن التعبير عنها بدلالة المقطع العرضي للتفاعل $(d\sigma)$ والطاقة المنتقلة للالكترونات ذرات الهدف (T) بالمعادلة الآتية [5]:

$$\frac{dE}{dX} = NZ_2 \int T d\sigma = NZ_2 \frac{T_0}{2} \sigma_{tr} \quad \dots(9)$$

N : عدد الذرات لكل وحدة حجم

$d\sigma$: يمثل المقطع العرضي التفاضلي

T_0 : يمثل أعلى طاقة انتقالية والتي تساوي:

$$T_0 = 2mv^2 \gamma^2 \quad \dots(9-a)$$

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad \dots(9-b)$$

T : الطاقة الانتقالية والتي تعطى بـ

$$T = T_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \dots(9-c)$$

σ_{tr} : المقطع العرضي الانتقالي للالكترونات والذي يتم التعبير عنه بدلالة زاوية الانحراف θ في معادلة التالية:

$$\Delta L = \sum_{\substack{\kappa=-\infty \\ (\neq 0)}}^{\infty} \left[\frac{|\kappa|}{\eta^2} \frac{\kappa-1}{2\kappa-1} \sin^2(\delta_{\kappa} - \delta_{\kappa-1}) - \frac{1}{|\kappa|} \right] \quad \ell = \begin{cases} \kappa = j+1/2 & \text{for } \kappa > 0 \\ -\kappa - 1 = j-1/2 & \text{for } \kappa < 0 \end{cases} \dots(16)$$

لذا فإن معادلة (15) سوف تصبح بالشكل الآتي:

$$\sigma_{ir} = 4\pi\hbar^2 \sum_k |\kappa| \left[\frac{\kappa-1}{2\kappa-1} \sin^2(\delta_{\kappa} - \delta_{\kappa-1}) + \frac{1/2}{4\kappa^2-1} \sin^2(\delta_{\kappa} - \delta_{-\kappa}) \right] \dots(17)$$

$$+ \frac{1}{\eta^2} \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{\kappa}{4\kappa^2-1} \sin^2(\delta_{\kappa} - \delta_{-\kappa}) + \frac{\nu^2}{2C^2} = \left(\frac{\eta}{\kappa} \right)^2 \dots(23)$$

3- الحالة الفوق النسبية Ultra-relativistic case

أما في الحالة الفوق النسبية فإن طاقة الجسيم تصبح كبيرة ($\gamma \rightarrow \infty$) لذلك نحسب (ΔL) عن طريق فرق الطور فقط وبالشكل التالي:

$$\Delta L = L_{ir} - L_{ir}^{Pen} = \sum_{\substack{\kappa=-\infty \\ (\neq 0)}}^{\infty} \left[\frac{|\kappa|}{\eta^2} \frac{\kappa-1}{2\kappa-1} \sin^2(\delta_{\kappa} - \delta_{\kappa-1}) - \frac{1}{2|\kappa|} \right] + \frac{1}{\eta^2} \sum_{\kappa=\infty}^{\infty} \frac{\kappa}{2\kappa^2-1} \frac{1}{\kappa^2 + (\eta/\gamma^2)} + \frac{\nu^2}{2C^2} \dots(24)$$

في هذه المعادلة نستنتج انه في تصحيح بلوخ في الحالة النسبية تقترب طاقة الجسيم من الصفر وفي الحالة اللانسية تقترب من الواحد اما في الحالة الفوق النسبية فإن الطاقة تقترب من المالا نهاية لذلك لم نستطيع الرسم.

النتائج و المناقشة:

الشكل (1) يوضح تصحيح بلوخ (ΔL) في الحالة اللانسية لتصادمات المغلقة (Close collection)

مع الطاقة الحركية للجسيم الساقط $\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

والمقاسة بوحدات الطاقة الساكنة للإعداد الذرية ($Z_1=1,10,18,36,54,92$) والمقاسة حسب معادلة (14) عند الطاقات الواطئة ($\gamma \rightarrow 1$) حيث نلاحظ من الشكل في حالة الطاقات اللانسية فإن الإيقاف يقترب من قيم بور للإعداد الذرية العالية وهذا الذي يوضح القيم السالبة لتصحيح بلوخ (ΔL)

الشكل (2) يوضح تصحيح بلوخ (ΔL) في الحالة النسبية Relativistic مع طاقة الجسيم الساقط

للإعداد الذرية $1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$

كلما زاد العدد الذري (Z_1) والطاقة تكون اقل من ($Z_1=1,10,18,36,54$ & 92) والمحسوبة من المعادلة (23) والملاحظ من الشكل انقلاب الطور كلما زاد العدد الذري (Z_1) والطاقة تكون اقل من

وعليه فإن الطور في الحالة النسبية يعطى بـ [12]

$$\delta_{\kappa} = \xi_{\kappa} - \arg\Gamma(s_{\kappa} + 1 + iZ) - 1/2\pi \dots(18)$$

حيث إن المقدار $[\arg\Gamma(s_{\kappa} + 1 + iZ)]$ يعطى بالشكل التالي [14] والموضح في الملحق (A).

$$\arg\Gamma(s_{\kappa} + 1 + i\eta) = \frac{\eta}{2} \ln[(s_{\kappa} + A + 1/2)^2 + \eta^2]$$

$$+ (s_{\kappa} + 1/2) \operatorname{arctan} \frac{\eta}{s_{\kappa} + A + 1/2}$$

$$- \eta + \arg\left(1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa} + n + i\eta}\right) \dots(19)$$

وبتعويض معادلة (19) في معادلة (18) نحصل على

$$\delta_{\kappa} = \xi_{\kappa} - \frac{\eta}{2} \ln[(s_{\kappa} + A + 1/2)^2 + \eta^2]$$

$$+ (s_{\kappa} + 1/2) \operatorname{arctan} \frac{\eta}{s_{\kappa} + A + 1/2}$$

$$- \eta + \arg\left(1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa} + n + i\eta}\right) \dots(20)$$

حيث إن:

A تمثل المؤثر والذي يساوي (A=5)

C_n : تمثل القيم وهي:

$$(76.18009173, -86.50523033, 24.81409827, -1.231739516, 0.120858003 \cdot 10^{-2}, -0.536382 \cdot 10^{-5})$$

حيث إن

$$s_{\kappa} = \sqrt{\kappa^2 - (\alpha Z_1)^2} \dots(20-a)$$

$$e^{2i\xi_{\kappa}} = \frac{\kappa - \eta\gamma}{s_{\kappa} - i\eta} \dots(20-b)$$

$$\eta = \alpha Z_1 C / \nu \dots(20-c)$$

حيث إن:

α : تمثل دالة أعلى تضاعل التركيب والتي تساوي (1/137)

$$\tan(\delta_{\kappa} - \delta_{-\kappa}) = -\left(\frac{\eta}{\gamma\kappa}\right) \dots(21)$$

فعندما تكون ($\eta \rightarrow 0$) فإن $[\alpha Z_1 (=mv/c) \rightarrow 0]$ ويصبح فرق الطور بالشكل التالي:

$$\sin^2(\delta_{\kappa} - \delta_{\kappa-1}) = \left(\frac{\eta}{\kappa}\right)^2 \left(1 + \frac{1 - (1/\gamma)}{2(\kappa-1)}\right)^2 \dots(22)$$

وعليه فإن تصحيح بلوخ (ΔL) في الحالة النسبية عندما تكون طاقة الجسيم تقترب من الصفر ($\gamma \rightarrow 0$) بالشكل التالي [4]:

$$Z_1 = 1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa} + n + i\eta} + \frac{s_{\kappa} + n - i\eta}{s_{\kappa} + n - i\eta}$$

$$= 1 + \sum_{n=1}^6 \frac{(s_{\kappa} + n)C_n}{(s_{\kappa} + n)^2 + \eta^2} - i \frac{C_n \eta}{(s_{\kappa} + n)^2 - \eta^2} \dots (2-A)$$

وبمقارنة (2-A) مع (a-1-A) نلاحظ

$$X = 1 + \sum_{n=1}^6 \frac{(s_{\kappa} + n)C_n}{(s_{\kappa} + n)^2 + \eta^2}$$

$$Y = - \frac{C_n \eta}{(s_{\kappa} + n)^2 + \eta^2}$$

وبإدخال (arg) على (Z_1) نحصل على:

$$\arg(Z_1) = -\tan^{-1} \left[\frac{C_n \eta}{(s_{\kappa} + n)^2 + \eta^2} \left(1 + \sum_{n=1}^6 \frac{(s_{\kappa} + n)C_n}{(s_{\kappa} + n)^2 + \eta^2} \right)^{-1} \right] \dots (3-A)$$

حيث ان:

$$\alpha = \text{fine structure} \approx 1/137$$

أما إذا كانت $s_{\kappa-1} = \sqrt{(\kappa-1)^2 - (\alpha Z_1)^2}$ فإن المقدار سوف يكون بالشكل الآتي:
نفرض إن

$$Z_2 = 1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa-1} + n + i\eta} \dots (4-A)$$

وعليه فإن معادلة (20-3) سوف تصبح بالشكل الآتي:

$$\arg \Gamma(s_{\kappa-1} + n + i\eta) = \frac{\eta}{2}$$

$$\ln[(s_{\kappa-1} + C + 1/2)^2 + \eta^2] + (s_{\kappa-1})$$

$$+ \arctan \frac{\eta}{s_{\kappa-1} + C + 1/2} - \eta +$$

$$\arg \left(1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa-1} + n + i\eta} \right) \dots (5-A)$$

وبالضرب بالنظير لضربي للحد الأخير من المعادلة (Z_2) للتخلص من العدد العقدي بالمقام:

$$Z_2 = 1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa-1} + n + i\eta} * \frac{s_{\kappa-1} + n - i\eta}{s_{\kappa-1} + n - i\eta}$$

$$Z_2 = 1 + \sum_{n=1}^6 \frac{(s_{\kappa-1} + n)C_n}{(s_{\kappa-1} + n)^2 + \eta^2} - i \frac{C_n \eta}{(s_{\kappa-1} + n)^2 - \eta^2} \dots (6-A)$$

وبإدخال arg على Z_2 نحصل على:

$$\arg(Z_2) = -\tan^{-1} \left[\frac{C_n \eta}{(s_{\kappa-1} + n)^2 + \eta^2} \left[1 + \sum_{n=1}^6 \frac{(s_{\kappa-1} + n)C_n}{(s_{\kappa-1} + n)^2 + \eta^2} \right]^{-1} \right] \dots (7-A)$$

الواحد $\left(\gamma = \frac{E}{mc^2} \ll 1 \right)$ حيث أنه في حالة الأعداد الذرية العالية والطاقات النسبية فإن (ΔL) تصبح موجبة.

أما الشكل (3) فيوضح مقدار الفرق بين تصحيح بلوخ في الحالة النسبية المحسوب من معادلة (23) وتصحيح بلوخ اللانسيبي والمحسوب من معادلة (14) مع طاقة الجسيم للإعداد الذرية $(Z_1=1,10,18,36,54,92)$ حيث نلاحظ من الشكل بأنه كلما زادت السرعة (ΔL) سواء النسبية وغير النسبية لا تعتمد على السرعة لذلك من الشكل (3) فإن الفرق بينهما ثابت عند السرعة العالية.

الشكل (4) يوضح تصحيح بلوخ (ΔL) في الحالة اللانسيبية واللامضطربة & (non perturbate & non relativistic) مع طاقة الجسيم الساقط

$$\left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}} - 1 \right)$$

للإعداد الذرية

$(Z=1,10,18,36,54,92)$ والموضحة في التصادمات المغلقة (Close collision) والواضح من المعادلة (24) أنه عندما $(\gamma \rightarrow \infty)$ فإن الحد الثاني من المعادلة يقترب من الصفر لذلك نلاحظ من الشكل (4) أنه عند السرعة العالية (ΔL) تكون تقريباً ثابتة بينما عندما $(\gamma \rightarrow 0)$ فإن الحد الثاني يقترب من المالا نهاية بالاتجاه السالب.

الملحق (A)

حساب المقدار $\arg \Gamma(s_r + 1 + iZ)$ في معادلة (18) في الحالة النسبية لتصحيح بلوخ

لحل المقدار $\arg \left(1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa} + n + i\eta} \right)$ في معادلة 20-

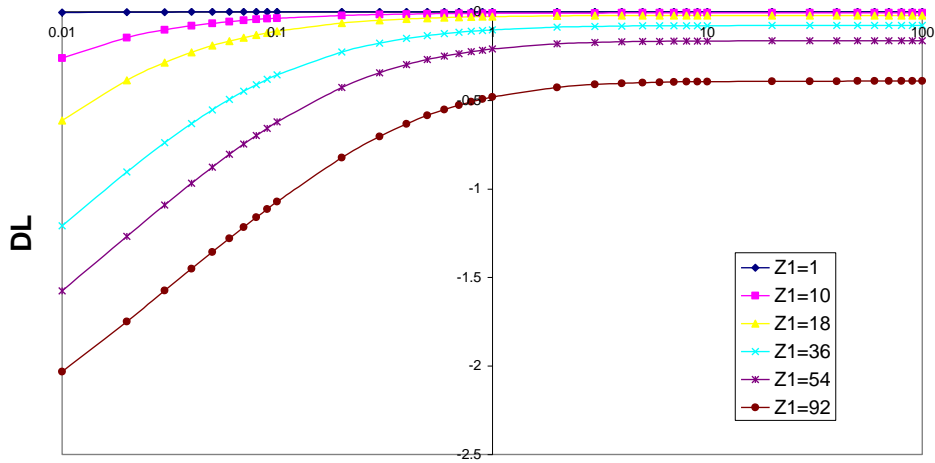
(3) في حالة $s_{\kappa} = \sqrt{\kappa^2 + (\alpha Z_1)^2}$ سوف يكون بالشكل التالية:

نفرض ان

$$Z_1 = 1 + \sum_{n=1}^6 \frac{C_n}{s_{\kappa} + n + i\eta} \dots (1-A)$$

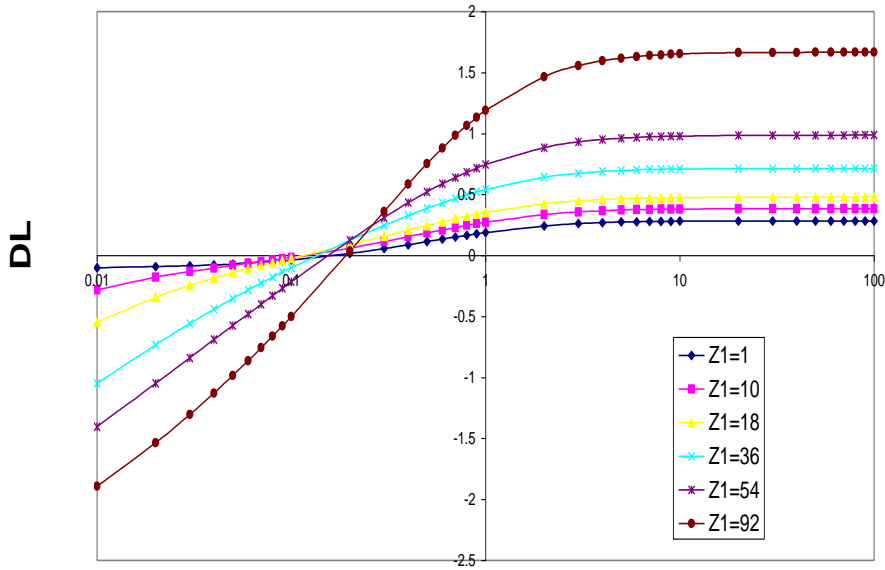
وباستخدام $= X + iY \dots (a-1-A)$

النظير لضربي للحد الثاني



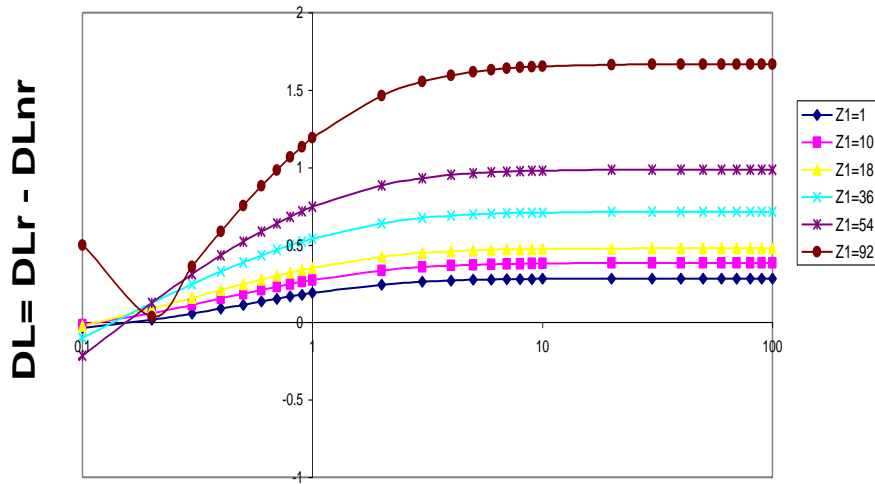
$(\gamma - 1)$
 تصحيح بلوخ $DL = \Delta L$

الشكل (1) تصحيح بلوخ (ΔL) في الحالة الانسببية مع طاقة الجسم $1 - (1/\sqrt{1 - (v/c)^2})$



$(\gamma - 1)$
 تصحيح بلوخ $DL = \Delta L$

الشكل (2) تصحيح بلوخ (ΔL) في الحالة النسبية مع طاقة الجسم $1 - (1/\sqrt{1 - (v/c)^2})$



$(\gamma - 1)$

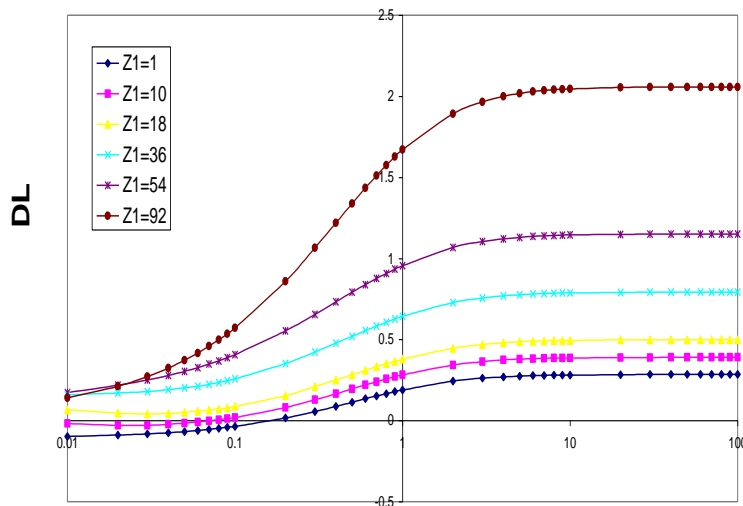
$L = \Delta DL =$ تصحيح بلوخ

$Lr = \Delta DLr =$ تصحيح بلوخ في الحالة النسبية

$Lnr = \Delta DLnr =$ تصحيح بلوخ في الحالة اللانسيبية

الشكل (3) الفرق ما بين تصحيح بلوخ في الحالة النسبية (ΔLr) و تصحيح بلوخ في الحالة اللانسيبية

(ΔLnr) مع طاقة الجسم $1 - (1/\sqrt{1 - (v/c)^2})$



$(\gamma - 1)$

الشكل (4) $L = \Delta DL =$ تصحيح بلوخ تصحيح بلوخ في الحالة اللانسيبية و اللانسيبية (ΔL) مع طاقة الجسم $1 - (1/\sqrt{1 - (v/c)^2})$

- المصادر:
- 4- Lind hard, J. and Sorensen, A.H. 1996. Shell corrections in stopping powers. Phys. Rev. 1(A): 53-2493.
 - 5-Heredia, S.; Avalos, and Molina, G. 2007. Binary theory of antiproton stopping. Physical Rev A (76): 63-67.
 - 6- Beresteskkii, V.B.; Lifshitz, E.M. and Pitaevskii, L.P. 1989. Quantum Electro dynamics. Pergamon . 6 (4): 12-22.
 - 1-Sigmund, P. and Schinner, A. 2005. Nucl. Instrum Methods B.Quantum Chem.8 (2): 456-459.
 - 2- Weaver, B.A. and Westphal, A.J. 2000. Stopping Power.Calclations For Heavy Relativistic Ions.5 (9): 121-123.
 - 3- Jarkko Peltola, 2003. Report series in Physics.Physica Scripta.9 (1): 508-510.

Electronic stopping power correction for different phase shift conditions

*Abeer Ali Mohamad Hussien**

*Dalya Abd Ali Mohammed***

*Master of science (M.Sc.) in Physics,Al-Mustansiriyah University

**Bachelors of Science in Physics,AL-Kindy College of Medicine

Abstract

Bloch correction is considered one of the important corrections for stopping power for its ability to connect the classic description of the (Bohr) scientist with the quantum treatment of (Bethe) scientist.

In this research we made a study about considoving the Bloch correction a bout phase shift conditions and for different phases from particle energy and appeared that Bloch correction in its relativistic case and non- relativistic case that depend on phase shift condition and particle energy but in the Ultra relativistic case for Bloch correction that depend on phase shift condition only. We made electronic stopping power correction in low speed by using phase shift conditions .