

دراسة نظرية وتجريبية لتأثير تركيز الإلكترونات في المعادن على المقطع العرضي لتشتت الفوتون

حامد برهوم¹

د. سليمان ديبو³

د. عبدالله رستناوي²

الملخص

في هذا البحث، استناداً إلى مفاهيم احتمالية، اشتققنا علاقة تعطي المقطع العرضي لتشتت الإلكترون عن الفوتون. هذه العلاقة توحي بأن المقطع العرضي يتأثر بتغير طاقة الفوتون واختلاف طاقة الإلكترون. كما أجرينا قياسات تجريبية على عدة معادن هي الألمنيوم والحديد والقصدير والرصاص من أجل التحقق من صلاحية العلاقة المشتقة. لقد وجدنا أن قيم المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون التي تعطيها علاقتنا هي من نفس رتبة القيمة التي تعطيها علاقة كلاين-نيشينا. ولكنها، من أجل العناصر المدروسة، تكون أكبر بقليل من تلك التي تعطيها علاقة كلاين-نيشينا. وإن المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون وفقاً لعلاقة كلاين-نيشينا هو مقدار ثابت من أجل كافة الإلكترونات، بينما هو وفقاً لعلاقتنا يتغير من مادة لأخرى.

الكلمات المفتاحية: هضبة كومبتون، علاقة كلاين ونيشينا، احتمال التشتت.

¹ طالب ماجستير فيزياء نظرية في قسم الفيزياء بكلية العلوم في جامعة البعث.

² قسم الفيزياء بكلية العلوم في جامعة البعث.

³ قسم الفيزياء بكلية العلوم في جامعة البعث.

Study of the effect of the concentration of electrons in metals on the cross-section of photon scattering

Hamed Barhom⁴

Dr. Abdullah Rastanawi⁵

Dr. Solaiman Dibo⁶

Abstract

In this paper, based on probabilistic concepts, we derive a relationship that gives the cross-section of the scattering of an electron from a photon. This relationship suggests that the cross-section is affected by the photon energy change and the electron energy difference. We also conducted experimental measurements on several metals, namely aluminum, iron, tin and lead, in order to verify the validity of the derived relationship. We have found that the photon-electron scattering cross-sectional values given by our relationship are of the same order as that given by the Klein-Nishina Formula. However, for the studied elements, it is slightly greater than that given by the Klein-Nishina Formula. The cross-section of the photon scattering from the electron according to the Klein-Nishina Formula is a constant for all electrons, while according to our relationship it varies from one material to another.

Keywords: Compton Plateau, Klein-Nishina formula, scattering probability.

⁴ Master student in Department of Physics- Faculty of Science- Al-Baath University

⁵ Department of Physics- Faculty of Science- Al-Baath University.

⁶ Department of Physics- Faculty of Science- Al-Baath University.

1. مقدمة

لقد استنتج طومسون ثم كومبتون ثم ديراك-وغوردن ثم كلاين-ونيشينا العلاقة التي تعطي المقطع العرضي لتشتت فوتون (اكس أو غاما) عن إلكترون، انظر العلاقات من (1) حتى (4) في الدراسة النظرية المرجعية أدناه. ونظراً لكون سرعة فوتون اكس أو غاما (نفس سرعة الضوء) كبيرة، فقد افترضوا ضمناً بأنه زمن التأثير المتبادل يكون صغيراً جداً، وبالتالي يمكن النظر إلى الإلكترون وكأنه ساكن خلال زمن التأثير المتبادل. بمعنى آخر أن اختلاف سرعة الإلكترون ليس لها تأثير على المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون، وهذا لا يكون صحيحاً إلا إذا كانت السرعة الوسطى للإلكترونات في جميع المواد هي نفسها. لكن بما أن التركيز الإلكتروني يكون مختلفاً من مادة إلى أخرى، فإن السرعة الوسطى للإلكترونات، عند نفس درجة الحرارة للمادة، تكون مختلفة من مادة إلى أخرى. ولذلك، فإننا نتوقع أن يؤثر نوع المادة وبالتالي تركيز الإلكترونات (أو السرعة الوسطى للإلكترون) على المقاطع العرضية لتشتت الفوتون عن الإلكترونات في المواد المختلفة. وبما أن سرعة الفوتون في أي مادة تكون أقل منها في الخلاء، فإننا نتوقع أيضاً أن يؤثر اختلاف سرعة الفوتون في المواد المختلفة على المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون.

3. هدف البحث

إن مشكلة البحث هي أن أفضل علاقة للمقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون، وهي التي أوجدها كلاين-ونيشينا، لا تتعلق بتركيز الإلكترونات أو بكلام آخر لا تتعلق بنوع المادة التي يحصل فيها التشتت الفوتونات على الإلكترونات؛ بمعنى أن المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون، وفقاً لكلاين-ونيشينا، هو مقدار ثابت في كافة المواد. لذلك، فإن الهدف من هذا البحث يكون اشتقاق علاقة نظرية جديدة

للمقطع العرضي لتشتت فوتونات غاما على الإلكترونات، يمكن تطبيقها تجريبياً، تأخذ بعين الاعتبار اختلاف تركيز الإلكترونات من مادة لأخرى واختلاف سماكة العينة. ومن ثم تعيين المقاطع العرضية لتشتت الفوتون عن الإلكترون تجريبياً في مواد مختلفة، ثم مقارنة المقاطع العرضية لهذه المواد مع المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون الذي تعطيه علاقة كلاين-نيشينا ومناقشة مدى التطابق بينهما.

4. مواد وطرق البحث

دراسة نظرية مرجعية

إن إحدى أعظم الثورات العلمية في تاريخ البشرية كانت نشوء ميكانيك الكم. فلقد كانت عملية ولادته صعبة للغاية، ولقد امتدت من بداية مقالة بلانك في عام 1900 حتى فترة ظهور المقالات التي قدمها أينشتاين Einstein، و بور Bohr، وهايزنبرغ Heisenberg، وشرودنغر Schrödinger وديراك Dirac والعديد من العلماء الآخرين. ثم ما بعد الفترة 1925-1927، تم وضع نظرية ناجحة استطاعت أن تشرح العديد من الظواهر المعقدة في الطيوف الذرية. ولذلك، توجه حينها الاهتمام نحو دراسة الظواهر التي تحصل عند طاقات أعلى من تلك التي تظهر في الطيوف الذرية. وبالتحديد هذا هو ما حدث خلال فترة ما بين 1928-1932، التي كانت مفعمة بالأفكار العلمية العظيمة الجديدة وبفوضى كبيرة، لعبت فيها علاقة كلاين-نيشينا Klein-Nishina Formula دوراً حاسماً في التقليل من تلك الفوضى. لقد نشر كلاين ونيشينا علاقتهما في عام 1929 في مجلة Nature and Z. Physik. وفيها كانا قد عالجا مشكلة كلاسيكية شهيرة، وهي تشتت الموجة الكهرومغناطيسية (الفوتونات) على جسيمات مشحونة (الإلكترونات). وهذه هي المشكلة الكلاسيكية التي كان قد درسها طومسون J. J. Thomson. حيث إنه بحسب المفاهيم النظرية الكلاسيكية؛ من

المفترض أن يكون تردد الموجة المنتشرة مماثلاً تماماً لتردد الموجة الواردة، وبناء عليه توصل طومسون إلى أن المقطع العرضي الكلي للتشتت يكون ثابتاً ويعطى بالعلاقة:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} \quad (1)$$

حيث e هي شحنة الإلكترون، و m هي كتلة الإلكترون، و c سرعة الضوء [1].

لكن في عام 1923 في فترة إجراء كومبتون لتجربته، وجد بأن الأمواج المشتتة تمتلك ترددات أصغر من ترددات الأمواج الواردة. كما بين أيضاً بأنه إذا ما تم تبني أفكار أينشتاين المتعلقة بالكموم الضوئية (الضوء سيل من الفوتونات)، فإن تطبيق قوانين انحفاظ الطاقة والدفع كمومياً يقود أيضاً إلى أن الأمواج المنتشرة ستكون ذات ترددات أصغر من ترددات الأمواج الواردة. وقد حاول كومبتون أيضاً تقدير المقطع العرضي لهذا التشتت، باستخدام مفاهيم نصف الكلاسيكية مع إضافة فكرة أن تردد الموجة المنتشرة يكون ذا قيم أصغر من تردد الموجة الواردة، فحصل على العلاقة التالية:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1}{1 + 2\alpha} \quad ; \quad \alpha = \frac{h\nu}{mc^2} \quad (2)$$

وعندما تكون طاقة الكم الضوئي الوارد (الفوتون) $h\nu$ صغيرة جداً بالمقارنة مع الطاقة المكافئة للكتلة السكونية للإلكترون mc^2 ، فإن $\alpha \approx 0$ ، والعلاقة (2) تؤول إلى علاقة طومسون (1) [1].

إن نظرية كومبتون هذه هي إحدى تلك الأعمال التخمينية الساحرة التي يمكن اعتبارها على أنها نموذجاً عن تلك الأفكار التي كانت سائدة خلال فترة العشرينيات من القرن الماضي، وكان كومبتون يعلم أن نظريته هذه ليست صحيحة بشكل مطلق، لكنه قدم أفضل ما لديه [2]. ثم في وقت لاحق، وبالتحديد في عام 1926، استخدم كل من ديراك وغوردن ميكانيك الكم. ورغم أنهما اتبعا طريقتين مختلفتين، إلا أنهما، من أجل

المقطع العرضي الكلي للتشتت الذي كان طومسون وكومبتون قد استنتجاه من قبل، فقد حصل كلاهما كل على حده على نفس العلاقة التالية:

$$\sigma = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] \quad (3)$$

لذلك تسمى العلاقة (3) بعلاقة ديراك-غوردن. ورغم أن هذه العلاقة تشبه إلى حد كبير علاقة كومبتون، إلا أنها أكثر تعقيداً ليس إلا. وهي أيضاً لم تكن صحيحة بشكل مطلق، لكونهما، كما علق البعض على ذلك، لا تحتوي في ثناياها على سببين للإلكترون [2,3].

ثم في عام 1928 جاءت معادلة ديراك النسبية Dirac's relativistic equation التي رغم أنها قادت إلى نجاح عظيم إلا أنها أدت إلى فوضى أعظم. وحتى بعد مرور 40 عاماً عليها، استخدم أوبنهايمر Oppenheimer، في المقابلة الصحفية التي أجراها معه الفيلسوف توماس كون T.S. Kuhn، مؤلف كتاب "هيكلية الثورات العلمية"، الاستعارة المكنية التالية: **السحر والمرض** لوصف معادلة ديراك. لماذا هي سحر؟ لأنه؛ (أ) قبل معادلة ديراك، كان اللف الذاتي للإلكترون (السبين) مجرد فرضية، لكن بمعادلة ديراك صار اللف الذاتي للإلكترون أمراً طبيعياً مسلم به. (ب) ولكونها تتضمن اقتراناً صحيحاً للسبين-مدار، (ج) وكونها تتضمن عزمًا مغناطيسياً للإلكترون يأخذ قيمةً صحيحة. ورغم ذلك السحر، إلا أنها بحد ذاتها كانت مرضاً لوجود "الحالات الطاقية السالبة" فيها التي قادت إلى تناقضات كبيرة. ولقد قادت هذه التناقضات إلى تشويش علماء الفيزياء في تلك الفترة، وحتى أنها أحياناً قادت البعض منهم إلى الجنون. فعلى سبيل المثال لا الحصر، لقد علق عليها إدينغتون Eddington مستكراً ومتهمكاً؛ "إن معادلة ديراك هي 4×4 و 4 هي 2×2 ، لكن بما أن $(8 \times 8 + 2 \times 2) \times 2 = 136$ ، فإننا نستنتج بأن ثابت البنية الدقيقة fine structure constant يجب أن يكون

له قيمة قدرها 1/136". ثم بعد عام واحد، علق من جديد على التعديل المعمول على نظرية ديراك، قائلاً "الآن، لا، يجب عليك أن تضيف إليها واحداً. ولذلك، يصبح ثابت البنية الدقيقة 1/137. وقبل حوالي أشهر من وفاة إدينغتون قال: "باستمرار كنت أحاول معرفة لماذا يجد الناس أن نهجي (أو مقارنتي في حل مشاكل الفيزياء) كان غامضاً. لكنني أود أن أوضح أنه حتى ما كتبه أينشتاين كان غامضاً، وأن المئات من الناس ما تزال تعتقد أنه من الضروري أن يتم شرحه. فأنا بحق لا أستطيع أن أصدق أنني وصلت بالناس إلى الغموض الذي أوقع ديراك فيه الناس. لكن على كل حال، بالنسبة لأينشتاين وديراك، كان الناس يعتقدون أنه من المجدي أن يتم كشف ذلك الغموض في كتاباتهما. ولذا أنا أظن أنهم سيفهمون جيداً ما كتبت عندما يدركون أن عليهم فعل نفس ما فعلوا بالنسبة لهما؟ وعند ذلك يصبح شرحهم لما كان غامضاً في نهجي قاعدة متبعة". فهكذا كان أثر سحر ديراك ومرضه على إدينغتون [3].

في ذلك الجو المفعم الأفكار المشحونة بالفوضى، الذي كان فيه السؤال السائد في الفيزياء في 1928-1930 هو: هل حقاً إن معادلة ديراك صحيحة؟، استطاع كلاين-ونيشينا في سبتمبر من عام 1928 التوصل إلى تطوير للعلاقة التي تعطي المقطع العرضي لتشتت الكم الضوئي على الإلكترون:

$$\sigma = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right] \quad (4)$$

لقد كانت هذه العلاقة جديرة بالاهتمام والتدقيق لسببين: أولاً لقد تبين أنها صحيحة إلى حد كبير جداً، b. وثانياً أنها كانت تستند إلى نظرية ديراك المشكوك في صحتها، المنشورة في عام 1928، لكونها تحتوي حالات طاقة سالبة (المرض) [3].

وبعد وقت قصير من مقالة كلاين-ونيشينا، وجد أن علاقة كلاين-ونيشينا تتفق إلى حد كبير مع النتائج التجريبية المتعلقة بامتصاص أشعة اكس في المادة، ولذلك تم اعتبارها على أنها داعمًا إضافيًا لمعادلة ديراك. ولكن بقيت "الحالات السالبة" مرضاً أساسياً، وكانت تتسبب بمعاناة كبيرة للناس. ولقد علق أوبنهايمر Oppenheimer لاحقاً على آراء باولي التي كانت في حينها مرضاً قاتلاً إن "أي نظرية تكون مصابة بمرض كهذا، ويجب أن تكون منقذة فقط بالصدفة مع التجربة" [4].

ثم جاءت نظرية الثقوب لديراك Hole Theory of Dirac. فلقد قال ديراك: حسناً، هنالك العديد من الحالات السالبة، لكن بحر الحالات السالبة هذا يكون عادة مشغولاً بشكل تام. وبمجرد، أن يتخلق هنالك ثقب، فسيظهر لنا أن هنالك جسيماً مشحوناً إيجابياً. تلك هي نظرية الثقوب. فهو، اقترح الفكرة أولاً، في رسالة بعثها إلى نيلز بور Niels Bohr بتاريخ 26 نوفمبر 1929، ثم لاحقاً نشرها في علم 1930. إن هذه الفكرة الثورية لديراك قدمت نظرة جديدة ثاقبة عن تعقيد الخلاء. وهكذا بدأت نظرية الحقل الكمومي الحديثة في الكهرطيسية: التي ندعوها اليوم بالإلكتروديناميك الكمومي Quantum Electro-Dynamics (QED). وفي خطاب جرى في 1959 في برين ماور Bryn Mawr، تم مشابهة اقتراح ديراك الجريء لنظرية الثقوب بأول طرح للأرقام السالبة.

الآن، ماذا عن علاقة كلاين-ونيشينا في نظرية الثقوب الجديدة؟ التي قد تم توضيحها من قبل ديراك، وولر Waller بشكل مستقل، رغم أن علاقة كلاين-ونيشينا، قد تم استنتاجها بدون ذلك البحر اللامتناه للثقوب، إلا أنها كانت رغم ذلك صحيحة بشكل ساحر. وهكذا أصبحت علاقة كلاين-ونيشينا أول علاقة صحيحة من علاقات الإلكترونيديناميك الكمومي QED المكتشفة من قبل الفيزيائيين. فاتفقوا مع التجارب كان،

على سبيل المثال، قد قدمه رذرفورد في خطاب المجلس الرئاسي أمام الجمعية الملكية [4]. لكن يبقى الكلام ساري المفعول عليها بأنها سحر ومرض.

رغم ذلك، إن معظم النظريين لا يزالون يرفضون الاعتقاد بنظرية الثقوب، التي كانت فكرتها ثورية جداً. فقد وقف باولي Pauli، وبور Bohr، ولاندو Landau، بيرليس Peierls جميعاً ضدها. ولقد سخروا من حالات الطاقة السالبة ولقبوها؛ أي الثقوب، "بالإلكترونات الحمار". لماذا هي "الإلكترونات حمار"؟ لأنه في حالات الطاقة السالبة، عندما نقوم بتطبيق قوة عليها، فإنه كلما زادت القوة المطبقة عليها، كلما زادت مقاومتها، وهذا السلوك شبيه بسلوك الحمير. ومما زاد في التشويش اقتراح ديراك الأصلي بأن البروتونات هي أيضاً بمثابة ثقوب. وقد عنون مقاله عام 1930 بـ "نظرية الإلكترونات والبروتونات" [5].

وفي وقت لاحق تم إنهاء هذا التشويش الخاص من خلال المقالات النظرية لأوبنهايمر Oppenheimer وتام Tamm وديراك Dirac، التي جميعها كانت في عام 1930. حيث إنهم جميعاً، في هذه المقالات، قد أثبتوا أن الثقب لا يمكن أن يكون بروتوناً، لأنه إذا ما كان بروتوناً، فإن الإلكترون سيقفز إليه، خلال زمن من رتبة 10^{-10} ثانية، مما يعني أن ذرة الهيدروجين لن تكون مستقرة. فتوصلوا الاستنتاج مفاده أنه يجب أن يكون هنالك بحران، أحدهما للإلكترونات والآخر للبروتونات. وهكذا بحلول نهاية عام 1930 كان قد اكتمل العمل الرئيسي النظري في إطار QED. لكن أيضاً كان قد ظهر تشويشاً تجريبياً جديداً في عام 1930، مما أدى لتأخير قبول QED لسنتين أخريين.

ولقد أجريت تجربة امتصاص أشعة غاما من قبل عناصر ثقيلة. حيث إنه في وقت سابق، كان العمل بفوتونات ذات طاقات أخفض قد أدى لتوافق مع علاقة كلاين-وينشينا. عندئذ، صارت أشعة غاما، التي تمتلك طاقة أعلى، متوفرة بطاقات حتى حوالي

2.6 MeV من منبع الثوريوم C. thorium. فبدأ الفيزيائيون بالتحقق من صلاحية علاقة كلاين-ونيشينا بواسطة أشعة غاما الجديدة. وفي مقالة لأندرسون C. D. Anderson نشرها في عام 1983 يذكرنا بالفترة ما بين عامي 1930-1932 يقول فيه: في ذلك الوقت، كان هنالك اعتقاد سائد بأن امتصاص الأشعة ذات "الطاقة العالية" من خلال تشتت كومبتون إنما يتم بشكل تام تقريباً، وأنه محكوم بعلاقة كلاين-ونيشينا. ولقد كان أندرسون حينها طالب دراسات عليا عند ميليكان Millikan، الذي كان قد كلف طالب دراسات عليا آخر، هو تشاو C. Y. Chao، بدراسة عملية الامتصاص هذه بواسطة العدادات من أجل معرفة فيما إذا كان تشتت أشعة غاما يتوافق مع علاقة كلاين-ونيشينا [4].

في تجربة بسيطة وجميلة، وجد تشاو Chao أنه من أجل الأهداف الثقيلة عند طاقة 2.6 MeV، يوجد هنالك امتصاص أكثر مما تنتبأ به علاقة كلاين-ونيشينا. وقد سمى ذلك بـ "الامتصاص الشاذ" "anomalous absorption". وعلاوة على ذلك، في تجربة ثانية وجد تشاو Chao ما سماه بـ "الأشعة المتشتتة الإضافية" "additional scattered rays" في التشتت.

لم يتم فهم هذه الاكتشافات من الناحية النظرية، وكان يعتقد أنها ظواهر نووية، لا علاقة لها QED. ومما زاد، للأسف، في التشويش أن مجموعتين تجريبيتين أخريين لم تتوافق نتائج تحقيقهما مع ما وجد تشاو. كما سنذكر أدناه، كانت نتائج التحقيق التي توصل إليها تشاو صحيحة في الواقع، و "الامتصاص الشاذ" و "الأشعة المتشتتة الإضافية" كانت فعلاً هي ظواهر QED أساسية تتطلبها نظرية الثقوب.

ولكن هذا الفهم لم يتحقق إلا بعد اكتشاف أندرسون في عام 1932، للبويزيترون من خلال صورة للحجرة الضاببية، التي تبين بوضوح صحة نظرية ثقوب. عندئذ، عاد الفيزيائيون إلى الورا إلى تجربة تشاو، فوجدوا أن: "الامتصاص الشاذ" ما هو إلا تشكل

أزواج، و"الأشعة المشتتة الإضافية" ما هي إلا فناء لهذه الأزواج. فكلا الظاهرتين أساسيتين في QED! ولذلك، فإنه بحلول عام 1932 كان العمل في إطاره النظري لـ QED قد اكتمل، وكان على توافق مع كافة التجارب [5].

رغم تقديرنا وثناءنا على ما قدمه الفيزيائيون السابقون، إلا أنه، كما أسلفنا، يبقى هكذا هو حال بالنسبة للفيزيائيين النظريين في كل زمان. حيث إننا نرى بأن المشكلة تكمن بأن مبدأ الارتياح التجريبي لهايزنبرغ ساري المفعول حتى على البشر. فهكذا نحن معاصر البشر لا نستطيع تقبل الغموض والتناقض، لكن إذا ما توضحا كشفنا لنا عن ثغرات كامنة جديرة بالاهتمام في تلك النظريات. والحق إن هذه الثغرات هي التي كانت تتسبب لنا بالوقوع في الريب، وهذا ما جعلنا ننطلق في محاولة استنتاج بطريق آخر من أجل الوصول إلى ما هو أفضل وأدق.

إن أحد المفاهيم الغامضة في نظرية كلاين-نيشينا هي أنهما، كغيرهم تصوروا، أن البحور الإلكترونية في المواد المختلفة كلها سواء. ونحن نرى أن البحور الإلكترونية للمواد المختلفة لها تراكيز مختلفة من مادة لأخرى. وهذا ما نتوقع أنه يمكن أن يتسبب بوجود تباين في المقاطع العرضية لتشتت الفوتونات عن الإلكترونات في مواد مختلفة. لذلك بهدف الوصول إلى قيم أدق وأصح للمقطع العرضي سوف نقوم باستنتاج نظري جديد بطريق احتمالي لعلاقة المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون آخذين بعين الاعتبار تأثير اختلاف تركيز الإلكترونات الحرة في المعادن والتحقق من ذلك تجريبياً.

5. الدراسة النظرية: استنتاج المقطع العرضي لتشتت فوتون غاما عن إلكترون

لنفرض أن لدينا حزمة من فوتونات غاما تتحرك في وسط مادي معين (عينة-هدف)، ولنلتصور، من باب التبسيط، بأن الإلكترونات في هذا الوسط هي كريات متماثلة تتوزع بشكل منتظم في الوسط. وأن نصف-قطر الكرية منها هو من نفس نصف-القطر الجغرافي للإلكترون.

عند قذف العينة-الهدف بحزمة من فوتونات غاما، يمكننا النظر إلى عمليات التأثير المتبادل مع الإلكترونات كحوادث عشوائية؛ بمعنى أنه لا يمكننا التنبؤ متى وأين ستحصل تلك التأثيرات المتبادلة، لكن يمكننا الحديث فقط عن احتمال أن يعاني أو احتمال أن لا يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً. وأن كل ما هو معروف لدينا، من التجربة عن التأثير المتبادل هذا، هو أن احتمال أن يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً في أثناء عبوره خلال العينة الهدف هو تابع ما لسماكة العينة x ؛ أي: $P = P(x)$. وأن احتمال أن يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً في أثناء عبوره سماكةً جزئية قدرها dx في وسط ما يتناسب فقط مع قيمة السماكة الجزئية هذه dx ، فكلما كانت السماكة الجزئية dx أكبر كان الاحتمال الجزئي هذا dP أكبر؛ أي أن $dP \propto dx$ ، وبالتالي يمكننا أن نكتب:

$$dP = a dx \quad (1.5)$$

حيث a هو ثابت تناسب، نسميه بالمقطع الفعال الماكروسكوبي للتأثير المتبادل للفوتون مع الإلكترون. وهو يمثل احتمال أن يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً خلال وحدة المسار للوسط الذي يعبره، من الواضح أن هذا الثابت **يتعلق بطبيعة الوسط**، وبالتحديد يتعلق بعدد الإلكترونات في وحدة المسار من الوسط.

لنرمز لاحتمال أن لا يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً في أثناء عبوره مسافة قدرها x في الوسط بـ $P(x)$. وحتى نتمكن من إيجاد هذا التابع علينا أن نتذكر بأن احتمال أن يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً عند عبوره جزءاً من الطريق قدره dx هو adx . وبالتالي، فإن احتمال أن لا يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً في أثناء عبوره نفس الجزء من الطريق dx سيكون: $1 - adx$. وبالتالي، فإن أن احتمال أن لا يعاني فوتون تأثيراً متبادلاً في أثناء عبوره مسافة قدرها $x + dx$ ؛ أي $P(x + dx)$ ، سيكون احتمالاً مركباً من جداء احتمالين مستقلين، الأول هو احتمال أن لا يعاني فوتون غاما تأثيراً

متبادلاً خلال الطريق x ، والثاني هو احتمال أن لا يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً خلال الطريق dx ؛ أي أن:

$$P(x + dx) = P(x)(1 - adx) \quad (2.5)$$

لكن، من ناحية ثانية، بما أن التابع $P(x + dx)$ هو تابع مستمر، فإنه يمكننا نشره في سلسلة تايلور. وإذا ما توقفنا في النشر عند الحد ذي المشتق الأول بالنسبة لـ dx ، فإننا سنحصل على:

$$P(x + dx) = P(x) + \frac{dP(x)}{dx} dx + \dots \quad (3.5)$$

وبالمساواة بين (2.5) و (3.5)، طبعاً مع إهمال الحدود غير المكتوبة لصغرها،

نجد:

$$P(x) + \frac{dP(x)}{dx} dx \cong P(x)(1 - adx)$$

وبالاختصار نحصل على المعادلة التفاضلية التالية:

$$\frac{dP(x)}{dx} \cong -aP(x) \quad (4.5)$$

إن حل المعادلة التفاضلية (4.5) له الشكل:

$$P(x) = Ce^{-ax} \quad (5.5)$$

حيث C هو ثابت التكامل، الذي يمكن تعيينه من شروط البدء؛ فعندما $x = 0$ ، فإن $C = f(0)$ ؛ أي أن ثابت التكامل يمثل احتمال أن لا يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً عندما تكون المسافة المجتازة صفراً. بالحقيقة إن هذا الاحتمال سيكون هو الاحتمال الأكيد؛ أي $C = f(0) = 1$ ، وبالتالي فإن:

$$P(x) = e^{-ax} \quad (6.5)$$

وبما أن المقطع الفعال الماكروسكوبي a يمثل احتمال أن يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً خلال وحدة المسار في أثناء عبوره للوسط المادي، فإن المقدار ax سيمثل احتمال أن يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً خلال سماكة قدرها x من الوسط.

لبيان مدلول تسمية a بالمقطع الفعال الماكروسكوبي، نفرض أن فوتون غاما واحد يرد بشكل عمودي على قاعدة أسطوانة مساحتها 1 cm^2 وارتفاعها 1 cm . حيث نتصور أن الإلكترونات فيه على هيئة كريات متماثلة لها مقاطع عرضية متساوية، مساحة مقطع كل منها تساوي مساحة مسقط الكرة σ على سطح قاعدة الأسطوانة. وأن التأثير المتبادل بين فوتون غاما والإلكترون هو تصادم ميكانيكي.

عندئذ، فإن احتمال أن يعاني فوتون غاما في أثناء عبوره الأسطوانة تأثيراً متبادلاً سيكون مساوياً إلى نسبة مساحة مساقط الكريات على القاعدة مقسوماً على مساحة القاعدة. وبفرض أن n هو عدد الإلكترونات في الأسطوانة المذكورة؛ أي عدد الإلكترونات في وحدة الحجم، عندئذ، تكون مساحة المساقط هي $n\sigma \text{ cm}^2$. أما مساحة الورود فستكون هي مساحة قاعدة الأسطوانة التي ترد إليها الفوتونات؛ أي 1 cm^2 . وبالتالي، فإن احتمال أن يعاني فوتون غاما تأثيراً متبادلاً في أثناء عبوره للأسطوانة؛ أي احتمال أن يعاني تأثيراً متبادلاً خلال وحدة المسار (1 cm ارتفاع الأسطوانة)، سيكون:

$$a = n \sigma \frac{\text{collisions}}{\text{cm}} \quad (7.5)$$

لاحظ أن وحدة a هي تصادم في 1 cm ؛ أي تصادم في وحدة المسار.

نسمي المقدار σ بالمقطع الفعال الميكروسكوبي أو المقطع العرضي الفعال للتشتت، الذي له أبعاد مساحة، وهذه المساحة تقدر عادة بـ البارن، الذي يكافئ $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. من هنا بالتحديد تأتي تسمية a مقطوعاً فعالاً ماكروسكوبياً، وذلك لأنه يمثل المقطع الفعال الميكروسكوبي σ مضروباً بعدد الإلكترونات n ، الذي

هو نفس عدد الإلكترونات في وحدة الحجم. وبما أن الإلكترونات في المادة، بصورة عامة، إما أن تكون مرتبطة بالذرة أو أن تكون غير مرتبطة. وأن غير المرتبطة منها هي التي تشكل ما يسمى الغاز الإلكتروني في المعدن. وأن عملية تشتت الفوتونات تحصل على كافة الإلكترونات لكنها تحصل بشكل أكبر بكثير على الإلكترونات غير المرتبطة. وأن الفوتونات المنتشرة كافة تجريبياً تُسجل في هضبة كومبتون لطيف غاما.

بتعويض العلاقة (7.5) في العلاقة (6.5) نحصل على:

$$P(x) = e^{-n\sigma x} \quad (8.5)$$

ومن أجل حزمة من فوتونات غاما ذات تدفق $\Phi(0)$ (عدد الفوتونات التي تسقط على وحدة المساحة؛ 1 cm^2 ، خلال وحدة الزمن 1 s)، التي ترد على عينة مساحة قاعدتها 1 cm^2 وسماكتها x ، فإن جزءاً من الفوتونات تتصادم مع الإلكترونات، وبالتالي سيجتاز السماكة x عبر وحدة المساحة 1 cm^2 تدفقاً قدره $\Phi(x)$ أقل من $\Phi(0)$. إن $\Phi(x)$ يمثل عدد الفوتونات التي اجتازت السماكة x عبر وحدة المساحة 1 cm^2 خلال وحدة الزمن 1 s ؛ أي عدد الفوتونات التي لم تعاني أي تصادم. وبالتالي فإن احتمال أن لا يعاني فوتون غاما تشتتاً سيكون مساوياً إلى نسبة عدد الفوتونات التي لم تشتتت $\Phi(x)$ إلى عدد الفوتونات الساقطة $\Phi(0)$ ، وذلك عندما تنتهي قيمة عدد الفوتونات الساقطة $\Phi(0)$ إلى قيمة لا نهائية. لكن تجريبياً نكتفي بأن يكون التدفق الوارد $\Phi(0)$ كبير نسبياً. وبالتالي فإن:

$$P(x) = \frac{\Phi(x)}{\Phi(0)} \quad (9.5)$$

بالمساواة بين (9.5) و (8.5) ينتج:

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-n\sigma x} \quad (10.5)$$

وبالتالي، فإن المقطع الفعال الماكروسكوبي للتشتت:

$$\sigma = -\frac{1}{nx} \ln \frac{\Phi(x)}{\Phi(0)} \quad (11.5)$$

وبتعيين عدد الفوتونات العابرة $\Phi(x)$ عدد الفوتونات الساقطة $\Phi(0)$ والسماكة x والتركيز n ؛ أي عدد الإلكترونات في وحدة الحجم، يمكننا تعيين المقطع الفعال الميكروسكوبي للتشتت σ . لاحظ أن المقطع العرضي يتعلق بتركيز الإلكترونات بالعينة. وبالتالي، بالعدد الذري.

6. الدراسة التجريبية

1.6. الأجهزة

هي مطياف غاما بكاشف وميضي بلوري NaI(Tl) ويتألف من:

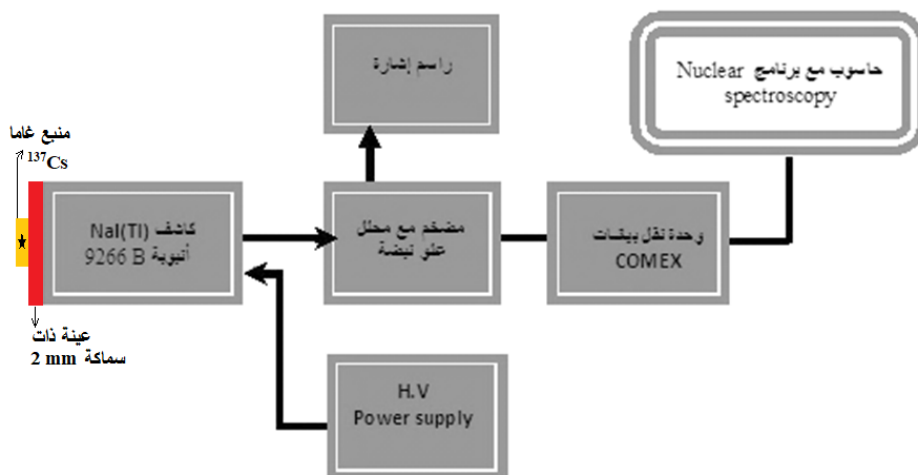
1. منبع مشع السيزيوم ^{137}Cs يصدر أشعة غاما أحادية الطاقة $\sim 0.662 \text{ MeV}$.
2. كاشف وميضي بلوري لأشعة غاما مكوّن من وماغ بلوري NaI(Tl) ، وأنبوبة مضاعف ضوئي من النمط (CRISMATEC, TYPE 6 S8/2A,) مع مقسم جهد. (PM 9266 B)
3. مغذية استطاعة بجهود عالية مقسم الجهد من النمط (Phywe 600-1100) مناسبة لتشغيل أنبوبة المضاعف الضوئي (V, 0.5 mA)، مناسبة لتشغيل أنبوبة المضاعف الضوئي (CRISMATEC, TYPE 6 S8/2A, PM 9266 B) الخاصة بالكاشف الوميضي البلوري NaI(Tl) .
4. محلل ارتفاع نبضة Pulse Height Analyzer يتكون من مضخم ومحلل وحيد القناة ذو ماسح.
5. حاسوب شخصي، وبرنامج لتركيم الطيوف ومعالجتها (Nuclear Spectroscopy).

6. وحدة نقل تبادلي للبيانات COMEX من وإلى الحاسوب.

7. راسم إشارة (KENWOOD, 20MHz, Cs 4025).

8. عينات مختلفة

يبين الشكل (1) مخطط صندوقي لمطياف غاما مع المنبع وأحد العينات.



الشكل (1): مطياف غاما بكاشف وميضي بلوري NaI(Tl) مع منبع وعينة.

2.6. الإجراءات التجريبية

من أجل دراسة هضبة كومبتون في طيف غاما من أجل عينات معدنية مختلفة لها نفس السماكة، نقوم بتثبيت كافة بارامترات مطياف غاما المستخدم، ومن أجل ذلك نقوم بما يلي:

نضع منبع ^{137}Cs (0.662 MeV) على المحور المار من مركز الواجهة الأمامية لكاشف NaI(Tl) الأسطواني، ونظراً لضعف الشدة الإشعاعية للمنبع نضعه تقريباً عند مركز الواجهة الأمامية للكاشف. ونجعله عند نفس الموضع من أجل كافة العينات ومن أجل كافة القياسات.

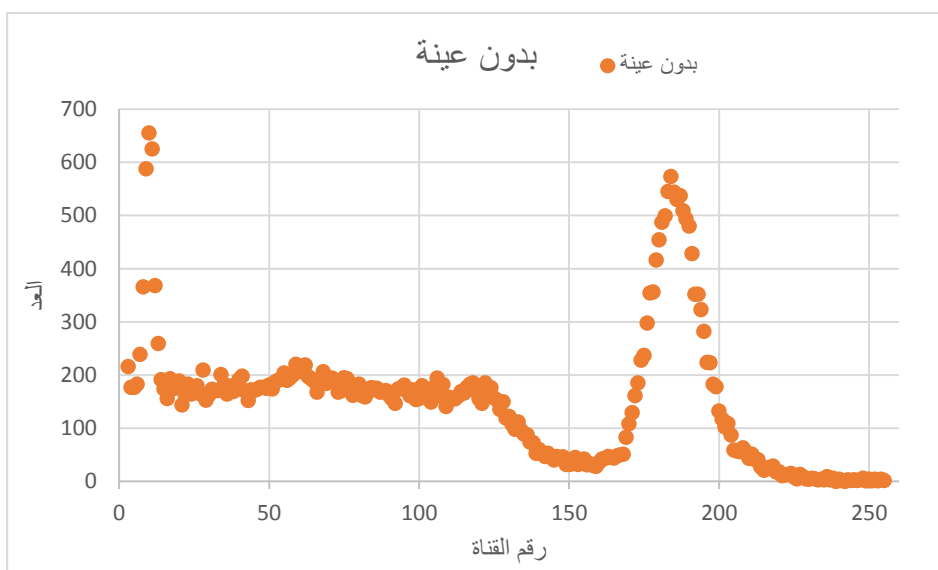
وعلى واجهة محلل علو (ارتفاع) النبضة نضع نافذة محلل علو النبضة عند عرض نافذة ثابت قدره 100 mV ، ونضع قاعدة المحلل (مجال تحليل) على 10 V ، ونبقيها ثابتة كما هي أيضاً من أجل كافة القياسات. وهذا يعني أن عرض مجال محور القنوات بالفولط سيكون 1000 mV ، وهو يتألف من 256 قناة (تدرجة)؛ وهو عدد الخطوات التي تتزاح بها نافذة محلل علو النبضة). وبناء عليه، فإنه خطوة الإزاحة في أثناء عملية مسح المجال التحليل ستكون: $39 \text{ mV} \cong \frac{10000 \text{ mV}}{256} = 39.0625$ ؛ أي أنه حتى يتم مسح كامل مجال محور القنوات من المفترض أن نجعل عرض النافذة مساوياً لـ 39 mV ، لكن واقعياً إن أصغر قيمة لعرض النافذة يتيحها محلل علو النبضة هي 100 mV . ولذلك، عند الإزاحة الخطوية سيكون هنالك بين كل خطوة (قناة) والتي سبقتها تقاطع قدره $61 \text{ mV} = 100 - 39$ ، وهذا يعني أن مقدار عدد النبضات المسجل في كل قناة سيكون أكبر من العدد الحقيقي بحوالي 61%. أي أن عدد فوتونات غاما المكتشف والمسجل كعدد نبضات جهد في كل قناة من الطيف سيكون أكبر من عدد فوتونات غاما الحقيقي الداخلة إلى الكاشف بـ 61%. لذلك يجب إجراء تصحيح للعدد المسجل بمقدار 61%.

ومن البرنامج المستخدم "المطيافية النووية" نختار خطوة المسح (إزاحة النافذة) بواسطة التعليمات "زيادة Increment" بحيث تكون مساوية لـ 1؛ وهذا يعني أن عملية الانزياح تتم خطوة خطوة (قناة قناة). ومنه أيضاً نختار زمناً للقياس (زماً لترسيم الطيف) قدره (5 sec/ch) ؛ أي خمس ثوان لكل قناة. ونبقي هذين الخيارين ثابتين من أجل كافة القياسات. **ملاحظة:** لقد لاحظنا بالتجربة أن زمن قياس مختار من البرنامج قدره 5 sec/ch يكافئ زمناً حقيقياً قدره 8.2 sec/ch .

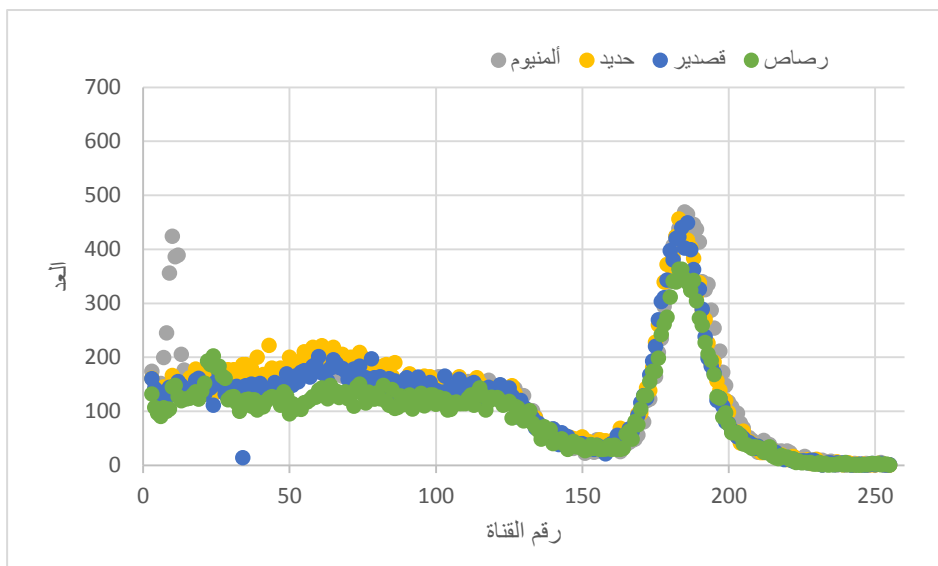
3.6. النتائج والحسابات

يبين **الشكل (2)** طيف غاما لمنبع السيزيوم 137 بدون وجود عينة بعد أن حذفنا منه طيف الضجيج الإلكتروني والإشعاع الكوني.

ويبين **الشكل (3)** طيوف غاما لمنبع السيزيوم 137 بوجود أربع عينات مختلفة متماثلة الشكل؛ صفائح لها نفس السماكة 2 mm، وهي من الألمنيوم، والحديد، والقصدير، والرصاص، أيضاً بعد أن حذفنا منها طيف الضجيج الإلكتروني والإشعاع الكوني.

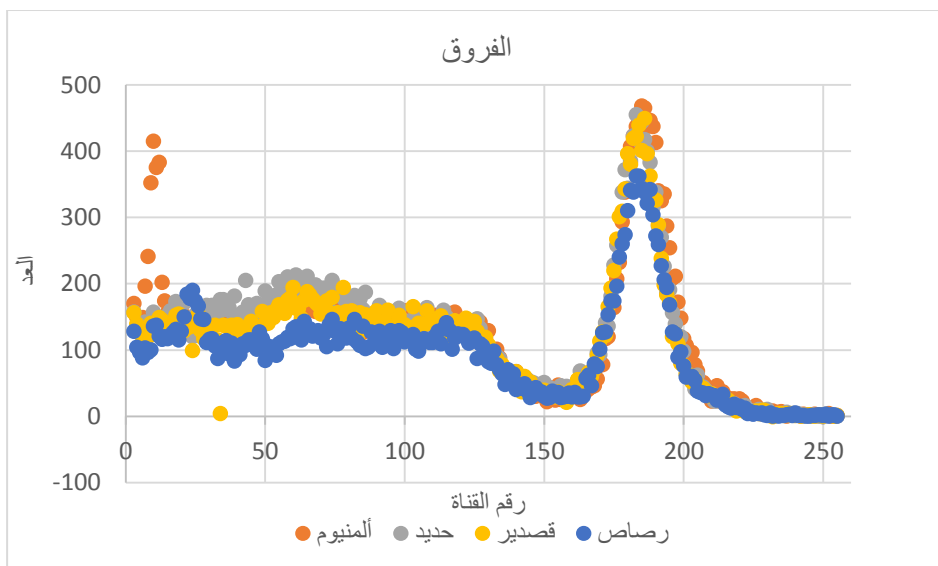


الشكل (2): طيف غاما لمنبع السيزيوم 137 بدون وجود عينة بعد أن حذفنا منه طيف الضجيج الإلكتروني والإشعاع الكوني.



الشكل (3): طيفوف غاما لمنبع السيزيوم 137 بوجود أربع عينات مختلفة هي الألمنيوم، والحديد، والقصدير، والرصاص، بعد أن حذفنا منها طيف الضجيج الإلكتروني والإشعاع الكوني.

ويبين **الشكل (4)** طيفوف الفروق بين طيف منبع السيزيوم 137 بدون وجود عينة من طيفوف منبع السيزيوم بوجود العينات الأربع المختلفة التي هي الألمنيوم، والحديد، والقصدير، والرصاص.



الشكل (4): طيوف أربع تمثل الفروق بين طيف السيزيوم 137 بدون وجود عينة من طيوف السيزيوم بوجود العينات الأربعة المختلفة التي هي الألمنيوم، والحديد، والقصدير، والرصاص.

إن العد في كل طيف من طيوف الفروق في **الشكل (4)** يمثل عدد نبضات الجهد المسجلة المتناسبة مع عدد فوتونات غاما العابرة من العينة خلال زمن القياس. وإن فوتونات غاما العابرة من العينة هي إما فوتونات غاما التي كانت قد عبرت من دون أن تعاني تشتتاً في العينة أو التي كانت قد عبرت العينة بعد أن عانت تشتتاً في العينة. وأن العدد الحقيقي لنبضات غاما المسجل في هضبة كومبتون يمثل عدد فوتونات غاما المكتشفة التي كانت قد عبرت العينة والغلاف الواقي لبلورة الكاشف بعد أن عانت تشتتاً في العينة فقط خلال زمن القياس. يبين العمود الأخير في **الجدول (1)** أدناه عدد فوتونات غاما الحقيقي المسجل في هضبة كومبتون خلال زمن القياس من أجل العينات الأربعة.

تصحيح تأثير تقاطع موضع النافذة مع الموضع التالي لها عند انزياحها على

عدد النبضات المسجلة: إن نبضات الجهد الناتجة عن الكاشف التي تمتلك علواً قدره ΔV تسجل في القناة رقم 1، أما التي تمتلك علواً قدره $n\Delta V$ فتسجل في القناة رقم n ، حيث إن الرقم n عدد صحيح يأخذ القيم $n = 1, 2, \dots, 256$. وإن مجال القياس بالميلي-فولط هو 10000 mV يتم مسحة بـ 256 خطوة (تدرج)؛ أي يتم انزياح نافذة محلل علو النبضة بـ 256 خطوة. وكل خطوة تمثل قناة. وبالتالي، فإن عرض القناة الحقيقي ΔV أو مقدار الازاحة الفعلي للنافذة سيكون:

$$\Delta V = \frac{10000 \text{ mV}}{256} = 39.0625 \text{ mV}$$

ولكن بما أن أصغر نافذة تمر عبرها نبضات الجهد متوفرة في محلل علو النبضة قدرها 100 mV ، لذلك، فإنه إذا رمزنا بـ N'_1 لعدد النبضات المسجلة في القناة، و بـ N_1 لعدد النبضات الحقيقي في القناة، يكون من أجل نافذة قدرها 100 mV لدينا عدداً من النبضات المسجلة قدره N'_1 ، وبالتالي ومن أجل نافذة قدرها 39.0625 mV يكون عدد النبضات الحقيقي المسجل:

$$N_1 = \frac{39.0625}{100} N'_1$$

إن كل فوتون يتم اكتشافه من قبل الكاشف يعطي نبضة جهد إلى محلل علو النبضة. وبالتالي، فإن العدد الحقيقي للنبضات المسجلة في قناة ما يساوي **عدد فوتونات غاما المكتشفة** التي تحمل طاقة موافقة لرقم تلك القناة، حيث إن رقم القناة يتناسب مع علو النبضة، وأن علو النبضة يتناسب مع طاقة فوتون غاما المودعة في الكاشف. وبالتالي، فإن عدد النبضات الحقيقي المسجل في هضبة كومبتون يساوي لعدد فوتونات غاما المكتشفة الناتجة عن التشتت في العينة (إذا ما استثنينا فوتونات غاما الناتجة عن التشتت الخلفي في العينة وغيرها وفوتونات أشعة اكس الناتجة عن التحول الداخلي اللتان

تسجلان أيضاً ضمن نفس مجال هضبة كومبتون). إن فوتونات غاما المكتشفة هذه تنتج عن تشتت كومبتون في العينة، طبعاً بعد أن جرى عليها توهين في مادة الغلاف الواقي لبلورة الكاشف الذي هو من الألمنيوم بسماكة 0.4 mm. يبين الجدول (1) العدد الحقيقي للنبضات المسجلة في هضاب كومبتون N' المبينة في الشكل (3) خلال زمن القياس. كما يبين عدد فوتونات غاما الحقيقي الناتج عن تشتتات كومبتون N المكتشفة من قبل الكاشف خلال زمن القياس. ويبين الجدول (2) العدد الحقيقي للنبضات المسجلة في كامل الطيف بدون عينة المبين في الشكل (2) وعدد فوتونات غاما الحقيقي المكتشفة من قبل الكاشف خلال زمن القياس.

الجدول (1): العدد الحقيقي للنبضات المسجلة في هضبة كومبتون خلال زمن القياس N' ، وعدد فوتونات غاما الحقيقي الناتج عن تشتت كومبتون N في العينة خلال زمن القياس والمكتشفة من قبل الكاشف خلال زمن القياس، والعدد الحقيقي لفوتونات غاما المكتشفة وهي تنتج عن تشتت كومبتون في العينة خلال وحدة الزمن (ثانية) لكن بعد أن تتوهن قليلاً عند عبورها للغلاف الواقي لبلورة الكاشف.

العينة	العدد الحقيقي للنبضات المسجلة في هضبة كومبتون خلال زمن القياس N'	عدد فوتونات غاما الحقيقي المكتشفة خلال زمن القياس N	العدد الحقيقي لفوتونات غاما المكتشفة خلال ثانية $I'(x)$
ألومنيوم	21268	8294.52	1011.52
حديد	21416	8365.62	1020.19
قصدير	19296	7525.44	917.70
رصاص	16238	6332.82	772.29

الجدول (2): العدد الحقيقي للنبضات المسجلة في كامل الطيف بدون عينة وعدد فوتونات غاما الحقيقي المكتشفة من قبل الكاشف خلال زمن القياس، وعدد فوتونات غاما الحقيقي المكتشفة في الثانية الواحدة.

منبع السيزيوم 137	العدد الحقيقي للنبضات المسجلة في كامل الطيف	عدد فوتونات غاما الحقيقي المكتشفة في الثانية الواحدة N''	عدد فوتونات غاما الحقيقي المكتشفة في الثانية الواحدة
عدد النبضات في الطيف بدون عينة	38323	14969.92	1825.60

حساب المقاطع العرضية للتشتت تجريبياً: كما نوهنا يمكننا حساب المقاطع العرضية لتشتت فوتونات غاما على الإلكترونات في المعادن المدروسة باستخدام العلاقة (11.5) التي استنتجناها لهذا الغرض. ومن أجل عمل ذلك يجب حساب المقادير الفيزيائية الموجودة في هذه العلاقة:

أولاً إن المقدار x يمثل سماكة العينة، التي هي نفسها $x = 0.02$ cm من أجل كافة العينات. لكن بما أن إشعاع غاما لا يمر في العينة بصورة متوازية، فإنه يمكن حساب السماكة الوسطى للعينة التي تعبر خلالها فوتونات غاما كما يلي: إن أصغر مسافة تجتاها فوتونات غاما خلال العينة هي $x_{\min} = 2$ mm وأكبر مسافة تجتاها فوتونات غاما عبر العينة هي $x_{\max} = 12.658$ mm، انظر **الشكل (7)(b)**.

وبالتالي، فإن السماكة الوسطى التي تعبرها الفوتونات خلال العينة تكون:

$$\bar{x} = \frac{x_{\min} + x_{\max}}{2} = 7.3 \text{ mm} = 0.73 \text{ cm}$$

ثانياً إن المقدار n يمثل تركيز الإلكترونات (عدد الإلكترونات في وحدة الحجم) وهو يمثل تركيز الذرات (عدد الذرات في وحدة الحجم) للعنصر الكيميائي n_a مضروباً بعدد الإلكترونات في ذرة هذا العنصر؛ أي $n = Zn_a$ ، حيث Z هو العدد الذري. وبما أن تركيز الذرات يعطى بالعلاقة:

$$n_a = \frac{N_A}{M} \rho \quad (12)$$

حيث $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ atoms} \cdot \text{mol}^{-1}$ هو عدد أفوكارو، و M هي الكتلة المولية للعنصر، و ρ هي الكثافة أو كتلة وحدة الحجم للعنصر. فإن تركيز الإلكترونات يعطى بالعلاقة:

$$n = Zn_a = Z \frac{N_A}{M} \rho \quad (13)$$

بتطبيق العلاقة (12) و (13) يمكن تركيز الذرات وتركيز الإلكترونات في العينات المدروسة، وهي مبينة في **الجدول (3)**.

الجدول (3): تركيز الذرات وتركيز الإلكترونات في العينات المدروسة.

تركيز الإلكترونات $n \text{ electrons} \cdot \text{cm}^{-3}$	تركيز الذرات $n_a \text{ atoms} \cdot \text{cm}^{-3}$	الكثافة $\rho \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	الكتلة المولية $M \text{ g/mol [6]}$	العيونة العدد الذري Z
7.826×10^{23}	0.602×10^{23}	2.7	26.982	ألمنيوم 13
22.022×10^{23}	0.847×10^{23}	7.86	55.845	حديد 26
18.450×10^{23}	0.369×10^{23}	7.29	118.71	قصدير 50 أبيض
26.978×10^{23}	0.329×10^{23}	11.34	207.2	رصاص 82

ثالثاً: إن النسبة $\Phi(x)/\Phi(0)$ تمثل نسبة تدفق فوتونات غاما الساقطة على العينة إلى فوتونات غاما العابرة أو النافذة من العينة. وهي، من أجل حزمة فوتونات

غاما متوازية، تكافئ نسبة الشدة الإشعاعية الساقطة على العينة إلى الشدة الإشعاعية النافذة من عينة سماكتها x ؛ أي:

$$\frac{\Phi(x)}{\Phi(0)} = \frac{I(x)}{I(0)} \quad (14)$$

حيث $I(0)$ الشدة الإشعاعية الساقطة على العينة، و $I(x)$ الشدة الإشعاعية العابرة من عينة سماكتها x .

حساب الشدة الإشعاعية العابرة من أي عينة $I(x)$: يمكن حساب عدد الفوتونات العابرة من العينة في وحدة الزمن $I(x)$ من العدد الحقيقي لفوتونات غاما الداخلة إلى بلورة الكاشف بالثانية $I''(x)$ المبينة في **الجدول (1)**. حيث إن الفوتونات العابرة من العينة تتوهن خلال الجدار الواقي لبلورة الكاشف وفقاً للعلاقة (15) أدناه ثم تكتشف في بلورة الكاشف.

$$I(x) = I''(x)e^{\mu x} \quad (15)$$

حيث $x = 0.04 \text{ cm}$ هي سماكة الغلاف الواقي لبلورة الكاشف، الذي هو من الألمنيوم، الذي معامل الامتصاص له هو $\mu = 0.20979 \text{ cm}^{-1}$. إن عدد الحقيقي لفوتونات غاما الداخلة إلى الكاشف بالثانية $I''(x)$ يمثل العدد الحقيقي لفوتونات غاما المكتشفة خلال ثانية $I'(x)$ مقسوماً على مردود الكشف η . وإن مردود الكشف يعرف بأنه نسبة عدد النبضات الحقيقية المسجلة في وحدة الزمن بواسطة الكاشف N'' (أو عدد الحقيقي لفوتونات غاما المكتشفة في وحدة الزمن $I'(x)$) إلى العدد الحقيقي لفوتونات غاما الداخلة إلى الكاشف في وحدة الزمن $I''(x)$:

$$\eta = \frac{I'(x)}{I''(x)} \quad (16)$$

من أجل حساب مردود الكشف يجب أن نحسب عدد الفوتونات التي تدخل إلى بلورة الكاشف في وحدة الزمن (وهي نفس الشدة الإشعاعية العابرة للغلاف الواقي لبلورة الكاشف) في حال عدم وجود عينة، وهو مبين في **الجدول (4)**.

الجدول (4): الشدة الإشعاعية العابرة للغلاف الواقي لبلورة الكاشف 0.04 cm (عدد الفوتونات الداخلة للكاشف في وحدة الزمن) في حال عدم وجود عينة.

المادة	معامل الامتصاص للألمنيوم μ (cm ⁻¹)	الشدة الإشعاعية العابرة لحامل المنبع	الشدة الإشعاعية العابرة للغلاف الواقي الكاشف (عدد الفوتونات الداخلة للكاشف في وحدة الزمن)
غلاف واقي من ألمنيوم	0.20979	5975.83	5925.89

ويتطبيق العلاقة (16) من أجل طيف السيزيوم 137 المحصول عليه بدون عينة، نجد أن مردود الكشف يكون:

$$\eta = \frac{1825.60}{5925.89} = 0.308$$

يبين **الجدول (5)** الشدة الإشعاعية التي تعبر حامل المنبع وتسقط على العينة أو تسقط على الواجهة الأمامية للغلاف الواقي لبلورة الكاشف في حال عدم وجود عينة.

الجدول (5): الشدة الإشعاعية التي تعبر حامل المنبع (البكسيكلاس Plexiglass) أو التي تسقط على العينة أو تسقط على الواجهة الأمامية الغلاف الواقي لبلورة الكاشف في حال عدم وجود عينة.

المادة	معامل الامتصاص الكتلتي μ_m (g. cm ⁻²)	الكثافة ρ (g. cm ⁻³)	معامل الامتصاص الخطي μ (cm ⁻¹)	الشدة الإشعاعية للفوتونات التي تعبر حامل المنبع أو الساقطة على العينة $I(0)$ photons · s ⁻¹
البكسيكلاس	0.83	1.18	0.09794	5975.83

ويبين **الجدول (6)** نتائج حساب $I(x)$ باستخدام العلاقة (15).

الجدول (6): الشدة الإشعاعية العابرة من العينة $I(x)$.

العينة	العدد الحقيقي لفوتونات غاما المكتشفة خلال ثانية $I'(x)$	العدد الحقيقي لفوتونات غاما الداخلة إلى الكاشف بالثانية $I''(x)$	حساب الشدة الإشعاعية العابرة من العينة $I(x)$
ألنيوم	1011.52	3284.09	3311.67
حديد	1020.19	3312.30	3340.12
قصدير	917.70	2977.54	3002.55
رصاص	772.29	2507.43	2527.48

يمكن حساب الشدة الإشعاعية الساقطة على العينة $I(0)$ كما يلي: لنرمز بـ $A(t)$ لنشاط المنبع عند لحظة إجراء التجربة t (تاريخ القياس 2020/10/27)، و t تمثل المدة الزمنية من لحظة تحضير المنبع (10/1/1982) حتى لحظة إجراء التجربة. إن نشاط المنبع عند لحظة تحضير المنبع هو $A(0) = 37 \text{ kBq}$ ، وبالتالي فإن:

$$t = 1224325800 \text{ s}$$

إن نشاط المنبع عند لحظة إجراء التجربة t يعطى بالعلاقة:

$$A(t) = A(0)e^{-\lambda t} \quad (17)$$

حيث $\lambda = 7.27 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ هو ثابت التفكك الإشعاعي للمنبع المشع

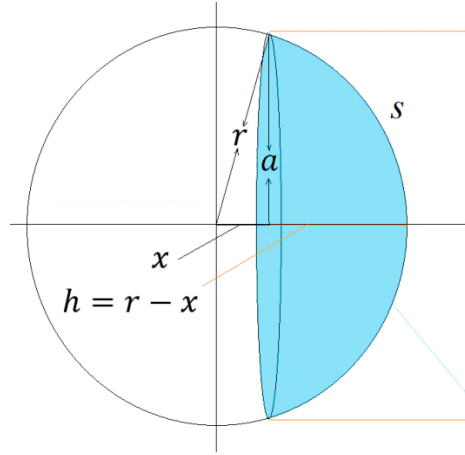
(السييزيوم 137). وبالتعويض في (17) نجد:

$$A(t) = 37 \times e^{-7.27 \times 10^{-10} \times 1224325800} = 15.19 \text{ kBq}$$

إن النشاط $A(t) = 15.19 \text{ kBq}$ هو عدد فوتونات غاما الصادرة من منبع السيزيوم 137 في الثانية الواحد، وهذه الفوتونات تنتشر في كافة الاتجاهات ضمن زاوية مجسمة قدرها 4π ، ويسقط منها على الكاشف فقط ذلك الجزء الذي يقع ضمن زاوية مجسمة Ω . لنرمز لذلك الجزء من النشاط الذي يقع ضمن الزاوية المجسمة Ω بـ $I'(t)$ (الشدة الإشعاعية المتجهة نحو الكاشف). عندئذ، فإن:

$$I'(t) = \frac{\Omega}{4\pi} A(t) \quad (18)$$

في هذه العلاقة لدينا مجهول واحد هو الزاوية المجسمة Ω . يمكن حساب الزاوية المجسمة Ω من التناسب التالي؛ إن زاوية مجسمة 4π تقابل سطح كرة مساحته $4\pi r^2$ ، حيث r نصف قطر الكرة وهو يمثل بعد المنبع عن حافة الكاشف، انظر الشكلين (5) و (6). وإن الزاوية المجسمة Ω تقابل سطح قبة كروية $S = \pi(a^2 + h^2)$ نصف قطرها r ، انظر الشكل (5).

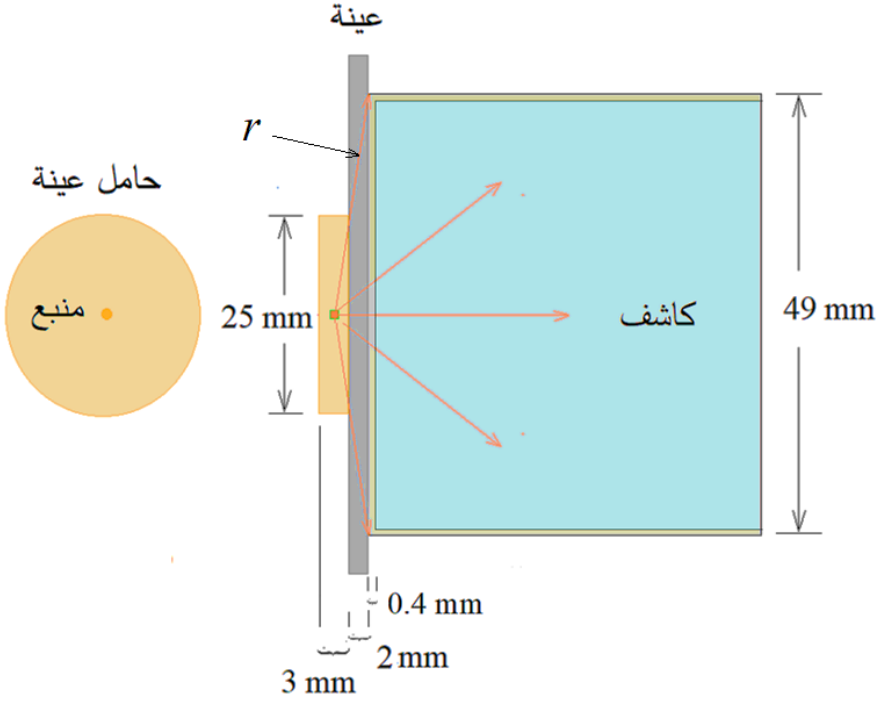


الشكل (5): مساحة القبة الكروية تعطى بالعلاقة $s = \pi(a^2 + h^2)$. في هذا الشكل إن موقع المنبع يكون عند مركز الكرة، وحافة القبة الكروية التي هي دائرة تكون عند حافة الواجهة الأمامية للكاشف. وبالتالي، فإن:

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{\pi(a^2 + h^2)}{4\pi r^2} = \frac{\pi(a^2 + (r - x)^2)}{4\pi r^2} = \frac{a^2 + (r - x)^2}{4r^2} \quad (19)$$

حيث $a = 24.5 \text{ mm}$ هي نصف قطر الواجهة الأمامية للكاشف. و $x = 1.5 + 2 + 0.4 = 3.9 \text{ mm}$ تمثل بعد المنبع عن الكاشف. وفي هذه العلاقة مجهول واحد هو r ويمكن حسابه من العلاقة:

$$r = \sqrt{a^2 + x^2} = \sqrt{(24.5)^2 + (3.9)^2} = 24.808 \text{ mm}$$



الشكل (6): المنبع والعينة والكاشف مع الأبعاد.

بتعويض العلاقة (19) في العلاقة (18) نجد أن الشدة الإشعاعية المتجهة نحو الكاشف تكون:

$$I'(t) = \frac{a^2 + (r - x)^2}{4r^2} A(t) \quad (20)$$

وبتعويض القيم العددية في العلاقة (20) نجد:

$$\begin{aligned} I'(t) &= \frac{(24.5 \text{ mm})^2 + (24.808 \text{ mm} - 3.9 \text{ mm})^2}{4(24.808 \text{ mm})^2} 15190 \text{ Bq} \\ &= 6401.15 \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned}$$

في الحقيقة إن الشدة الإشعاعية الساقطة على العينة $I(0)$ تمثل ذلك الجزء من نشاط منبع السيزيوم 137 الذي سقطت العينة بعد أن توهينه في مادة حامل المنبع، ثم

يتوهن في العينة ويسقط على الكاشف. حيث إن منبع السيزيوم 137 هو منبع نقطي موجود في مركز شريحة أسطوانية من البلوكسيكلاس سماكتها 3 mm، وقطرها 25 mm انظر الشكل (6). وبالتالي، فإن فوتونات غاما تجتاز بصورة مباشرة عمودية على العينة سماكة قدرها 1.5 mm بينما التي تسقط على حافة الواجهة الأمامية للكاشف تجتاز سماكة قدرها 12.5 mm.

حساب الشدة الإشعاعية الساقطة على العينة: إن الشدة الإشعاعية الساقطة على

العينة $I(0)$ (هي نفس الشدة الإشعاعية العابرة لمادة حامل المنبع بعد أن توهنت) تعطى بالعلاقة:

$$I(0) = I'(t)e^{-\mu\bar{x}} \quad (21)$$

حيث μ هو معامل الامتصاص الخطي لمادة حامل المنبع البلوكسيكلاس، ووحدته هي cm^{-1} ، و \bar{x} هي السماكة الوسطى التي تعبرها الفوتونات في مادة حامل المنبع. إن معامل الامتصاص الكتلي μ_m لمادة البلوكسيكلاس هو $\mu_m = 0.83 \text{ g.cm}^{-2}$ [7]. وبما أن كثافة مادة البلوكسيكلاس هي $\rho = 1.18 \text{ g.cm}^{-3}$ ، فإن معامل الامتصاص الخطي لها يكون:

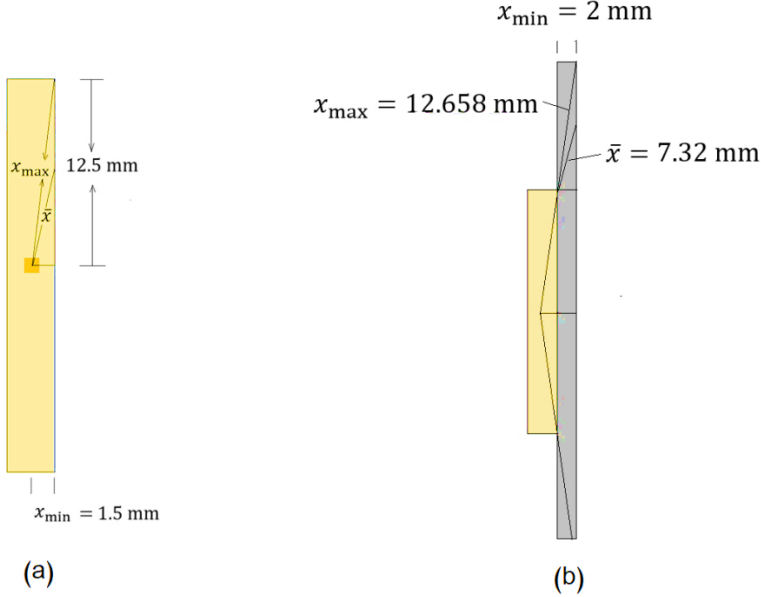
$$\mu = \rho \cdot \mu_m = 1.18 \times 0.83 = 0.09794 \text{ cm}^{-1}$$

إن كافة المقادير في العلاقة (21) أصبحت معلومة عدا السماكة الوسطى \bar{x} التي تعبرها الفوتونات في مادة حامل المنبع. يمكن حساب السماكة الوسطى \bar{x} كما يلي: إن أصغر مسافة تجتازها فوتونات غاما عبر حامل المنبع هي $x_{\min} = 1.5 \text{ mm}$ وأكبر مسافة تجتازها فوتونات غاما عبر حامل المنبع $x_{\max} = 12.589 \text{ mm}$ ، انظر الشكل (7). وبالتالي، فإن القيمة الوسطى للسماكة تكون:

$$\bar{x} = \frac{x_{\min} + x_{\max}}{2} = 7.02 \text{ mm} = 0.702 \text{ cm}$$

بتطبيق العلاقة (21) نجد أن الشدة الإشعاعية التي تسقط على العينة تكون:

$$I(0) = 6401.15 \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \times e^{-0.09794 \text{ cm}^{-1} \times 0.702 \text{ cm}} \\ = 5975.83 \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1}$$



الشكل (7): (a) حامل المنبع من مادة البلوكسيكلاس والسماكة الوسطى التي تعبرها الفوتونات في حامل المنبع. **(b)** العينة والسماكة الوسطى التي تعبرها الفوتونات في العينة.

بتطبيق العلاقة (11.5) نحصل على المقاطع العرضية للإلكترونات في العينات المدروسة، وهي مبينة في **الجدول (7)**.

الجدول (7): المقاطع العرضية للإلكترونات في العينات المدروسة.

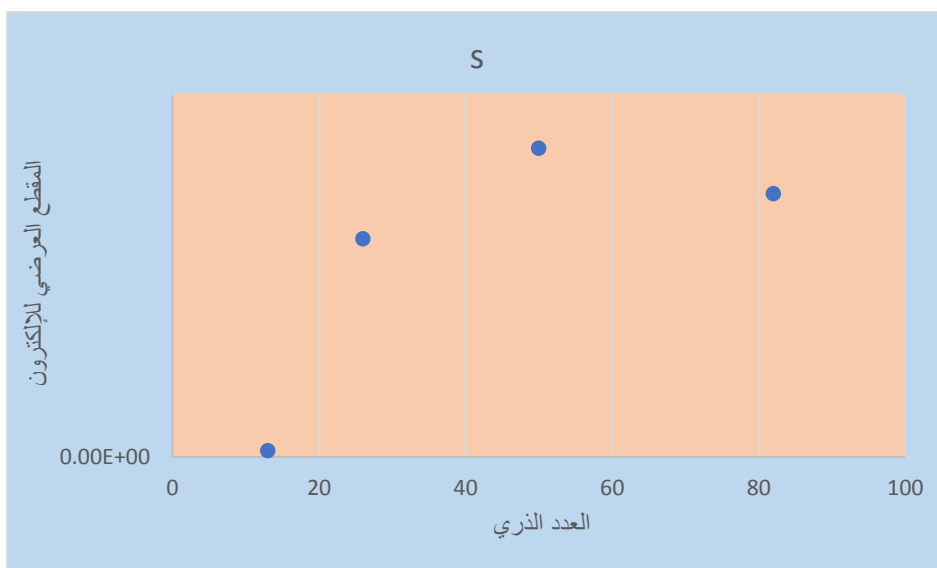
العينة	العدد الذري	التركيز Electrons/cm ³	الشدة الإشعاعية العابرة من أي عينة	المقطع العرضي للإلكترون

دراسة نظرية وتجريبية لتأثير تركيز الإلكترونات في المعادن على المقطع العرضي لتشتت الفوتون

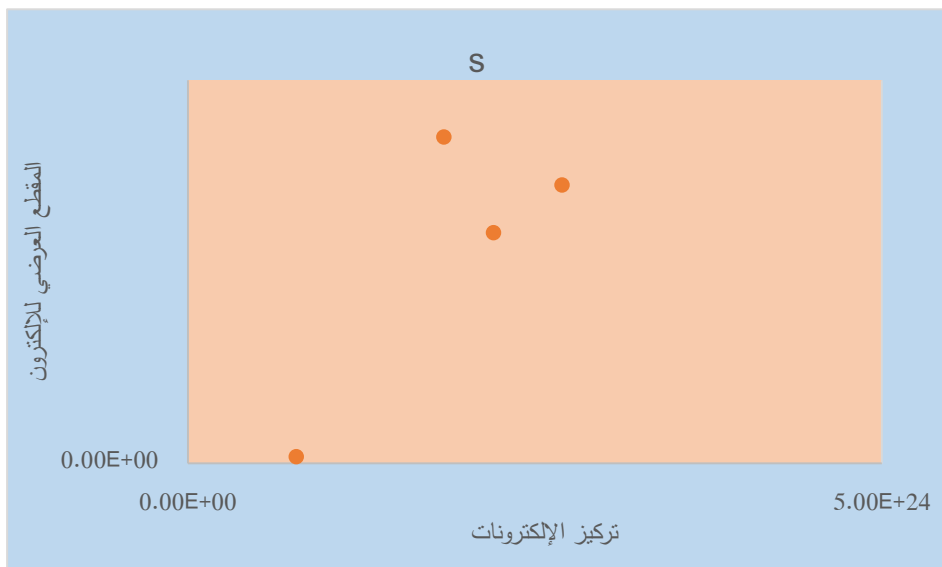
cm ²	I(x)			
10.33×10^{-25}	3311.67	7.826×10^{23}	13	الألمنيوم
3.61×10^{-25}	3340.12	22.02×10^{23}	26	الحديد
5.11×10^{-25}	3002.55	18.45×10^{23}	50	القصدير
4.36×10^{-25}	2527.48	26.98×10^{23}	82	الرصاص

يبين الشكل (8) تابعة المقطع العرضي للإلكترون للعدد الذري من أجل العينات

المدرسة. ويبين الشكل (9) تابعة المقطع العرضي للإلكترون لتركيز الإلكترونات في العينات المدرسة.



الشكل (8): تابعة المقطع العرضي للإلكترون لـ Z من أجل العينات المدروسة.



الشكل (9): تابعة المقطع العرضي للإلكترون لـ n من أجل العينات المدروسة.

يبين الشكلين (8) و (9) بوضوح أن المقطع العرضي للإلكترون هو تابع ما لتركيز الإلكترونات، وبالتالي تابع ما للعدد الذري، وليس مقداراً ثابتاً من أجل كافة الإلكترونات في المواد المختلفة كما تعطي العلاقات من (1) حتى (4). فمن أجل علاقة طومسون (1)، إن المقطع العرضي للإلكترون من أجل كافة المواد هو:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4}$$

$$= \frac{8 \times 3.14}{3} \times \frac{(4.80 \times 10^{-10})^4}{(9.11 \times 10^{-28} \text{ g})^2 \times (3 \times 10^{10} \text{ cm/s})^4}$$

$$= 6.615 \times 10^{-29} \text{ m}^2 = 6.615 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

ومن أجل علاقة كومبتون (2)، إن المقطع العرضي للإلكترون من أجل كافة

المواد هو:

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2} = \frac{662 \times 10^3 \text{ eV}}{0.511 \times 10^6 \text{ eV}} = 1.29541$$

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1}{1 + 2\alpha}$$

$$= \frac{8 \times 3.14}{3} \frac{(4.80 \times 10^{-10})^4}{(9.11 \times 10^{-28} \text{ g})^2 \times (3 \times 10^{10} \text{ cm/s})^4} \frac{1}{1 + 2 \times 1.29541}$$

$$= 1.841 \times 10^{-29} \text{ m}^2 = 1.841 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

ومن أجل علاقة ديراك وغوردن (3)، إن المقطع العرضي للإلكترون من أجل

كافة المواد هو:

$$\sigma = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right]$$

$$= \frac{2\pi(4.80 \times 10^{-10})^4}{(9.11 \times 10^{-28} \text{ g})^2 \times (3 \times 10^{10} \text{ cm/s})^4} \frac{1 + 1.2954}{(1.2954)^2} \left[\frac{2(1 + 1.2954)}{1 + 2 \times 1.2954} - \frac{1}{1.2954} \ln(1 + 2 \times 1.2954) \right]$$

$$= 1.979 \times 10^{-29} \text{ m}^2$$

$$= 1.979 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

ومن أجل علاقة كلاين-نيشينا (4)، إن المقطع العرضي للإلكترون من أجل

كافة المواد هو:

$$\sigma = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right]$$

$$+ \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right].$$

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{2\pi \times (4.80 \times 10^{-10})^4}{(9.11 \times 10^{-28} \text{g})^2 \times (3 \times 10^{10} \text{cm/s})^4} \frac{1 + 1.2954}{(1.2954)^2} \left[\frac{2(1 + 1.2954)}{1 + 2 \times 1.2954} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{1.2954} \ln(1 + 2 \times 1.2954) \right] \\ &+ \frac{2\pi \times (4.80 \times 10^{-10})^4}{(9.11 \times 10^{-28} \text{g})^2 \times (3 \times 10^{10} \text{cm/s})^4} \left[\frac{1}{2 \times 1.2954} \ln(1 + 2 \right. \\ &\quad \left. \times 1.2954) - \frac{1 + 3 \times 1.2954}{(1 + 2 \times 1.2954)^2} \right] = 2.547 \times 10^{-29} \text{m}^2 \\ &= 2.547 \times 10^{-25} \text{cm}^2 \end{aligned}$$

4.6. المناقشة والاستنتاجات

تبين العلاقة (11.5) التي استنتجناها بأن المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون، من ناحية أولى، يتناسب عكساً مع تركيز الإلكترونات في المادة، وبالتالي يتناسب عكساً مع العدد الذري. وكلما زاد العدد الذري زادت السرعة الوسطى للإلكترون، وكلما زادت سرعة الإلكترون نقص المقطع العرضي للتشتت؛ أي المقطع العرضي يتناسب عكساً مع سرعة الإلكترون، وبالتالي يتناسب عكساً مع طاقة الإلكترون. ومن ناحية ثانية، يتناسب عكساً مع سماكة العينة. وبالتالي يتناسب عكساً مع عدد الإلكترونات في وحدة المسار، وكلما كان عدد الإلكترونات في وحدة المسار أكبر كانت المسافة أكبر. وهذا يعني أن المقطع العرضي يتناسب عكساً مع عدد الإلكترونات في وحدة المساحة. فكلما كانت عدد الإلكترونات في وحدة المساحة أكبر كان المقطع العرضي للتشتت أصغر. ولهذا نلاحظ في الشكلين (8) و (9) عدم وجود تابعة واضحة المقطع العرضي للتشتت مع زيادة العدد الذري والتركيز. لكن على كل حال، حتى تظهر التابعة بشكل واضح يجب دراسة عدد كبير من كبير من العناصر. ومما سبق نستنتج أن:

- المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون هو مقدار غير ثابت يتغير من التركيز بسبب اختلاف طاقة الإلكترون، ويتناقص مع السماكة بسبب تناقص الطاقة الوسطى للفوتون.

- إن قيم المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون التي حصلنا عليها من أجل معادن مختلفة بصورة عامة هي من نفس رتبة المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون المحسوب وفق علاقة كلاين-نيشينا والعلاقات الأخرى. لكن لقيمه من أجل المعادن المختلفة المدروسة كانت أكبر قليلاً من قيمة المحسوبة من علاقة كلاين-نيشينا. ونحن نتوقع وجود مواد لها قيمة أصغر من القيمة التي تعطيها علاقة كلاين ونيشينا. لذلك يمكن أن القول إن علاقة كلاين ونيشينا صحيحة وهي تعطي القيمة الوسطى للمقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون.

- بالرجوع إلى استنتاج علاقة كلاين ونيشينا نجد أن استنتاجنا لعلاقة المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون أبسط بكثير وأسهل من استنتاج علاقة كلاين-نيشينا، وهي تعطي قيم تجريبية قريبة مما تعطيه علاقة كلاين ونيشينا. لكن علاقتنا أفضل من حيث أنها توحى بوجود تأثير لتغير طاقة الفوتون مع السماكة واختلاف طاقة الإلكترون من مادة نتيجة اختلاف السرعة الوسطى للإلكترون من مادة لأخرى على المقطع العرضي لتشتت الفوتون عن الإلكترون.

8. المراجع

- [1] Chen NingYang (1922). Nobel Laureate in Physics (1957) Tsinghua University (China) and Chinese University (Hong Kong) at the time of this address
- [2] C. N. Yang: The Klein-Nishina Formula & Quantum Electrodynamics, Lect. Notes Phys. **746**, 393–397 (2008)
- [3] DOI 10.1007/978-4-431-77056-5 18 c Nishina Memorial Foundation 2008.
- [4] YANG, Chen Ning. The Klein-Nishina Formula&Quantum Electrodynamics. In: *Nishina Memorial Lectures*. Springer, Tokyo, 2008. p. 393-398.
- [5] YANG, Chen Ning. The Klein-Nishina Formula & Quantum Electrodynamics. In: *Selected Papers of Chen Ning Yang II: With Commentaries*. 2013. p. 281-285.
- [6] Hubbell JH. Photon cross sections, attenuation coefficients and energy absorption coefficients. National Bureau of Standards Report NSRDS-NBS29, Washington DC. 1969 Aug.
- [7]Vahabi, S. M., Bahreinipour, M., & Zafarghandi, M. S. (2017). Determining the mass attenuation coefficients for some polymers using MCNP code: a comparison study. *Vacuum*, 136, 73-76

