# Jordan Journal of PHYSICS

# An International Peer-Reviewed Research Journal

## Volume 8, No. 4, 2015, 1437 H

**Jordan Journal of Physics** (*JJP*): An International Peer-Reviewed Research Journal issued by the support of the Scientific Research Support Fund, Ministry of Higher Education and Scientific Research, Jordan, and published biannually by the Deanship of Research and Graduate Studies, Yarmouk University, Irbid, Jordan.

#### EDITOR-IN-CHIEF:

Nehad M. Tashtoush

Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan. <u>nehadmt@yu.edu.jo</u>

#### **EDITORIAL BOARD:**

Dia-Eddin M. Arafah

President, AL- al Bait University, Mafraq, Jordan. <u>darafah@ju.edu.jo</u>

**Nabil Y. Ayoub** German Jordanian University, Amman, Jordan. <u>nabil.ayoub@gju.edu.jo</u>

Jamil M. Khalifeh Department of Physics, University of Jordan, Amman, Jordan. <u>jkalifa@ju.edu.jo</u>

Sami H. Mahmood Department of Physics, University of Jordan, Amman, Jordan. <u>s.mahmood@ju.edu.jo</u>

Marwan S. Mousa Department of Physics, Mu'tah University, Al-Karak, Jordan. <u>mmousa@mutah.edu.jo</u>

**Ibrahim O. Abu Al-Jarayesh** Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan. <u>ijaraysh@yu.edu.jo</u>

**Akram A. Rousan** Department of Applied Physical Sciences, Jordan University Of Science and Technology, Irbid, Jordan. <u>akram@just.edu.jo</u>

**Mohammad Al-Sugheir** Department of Physics, The HashemiteUniversity, Zarqa, Jordan. <u>msugh@hu.edu.jo</u>

#### EDITORIAL SECRETARY: Majdi Al-Shannaq.

#### Manuscripts should be submitted to:

Prof. Nehad M. Tashtoush Editor-in-Chief, Jordan Journal of Physics Deanship of Research and Graduate Studies Yarmouk University-Irbid-Jordan Tel. 00 962 2 7211111 Ext. 2075 E-mail: *jjp@yu.edu.jo* Website: *http://Journals.yu.edu.jo/jjp* 

# Jordan Journal of PHYSICS

# An International Peer-Reviewed Research Journal

#### Volume 8, No. 4, 2015, 1437 H

#### INTERNATIONAL ADVISORY BOARD

Prof. Dr. Ahmad Saleh

Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan. salema@yu.edu.jo

#### Prof. Dr. Aurore Savoy-Navarro

LPNHE Universite de Paris 6/IN2P3-CNRS, Tour 33, RdC 4, Place Jussieu, F 75252, Paris Cedex 05, France. <u>auore@Ipnhep.in2p3.fr</u>

#### Prof. Dr. Bernard Barbara

Laboratoire Louis Neel, Salle/Room: D 108, 25, Avenue des Martyrs BP 166, 38042-Grenoble Cedex 9, France. Barbara@grenoble.cnrs.fr

#### Prof. Dr. Bruno Guiderdoni

Observatoire Astronomique de Lyon, g, avenue Ch. Antre-F-69561, Saint Genis Laval Cedex, France. <u>Bruno.guiderdoni@olos.univ-lyon1.fr</u>

#### Prof. Dr. Buford Price

Physics Department, University of California, Berkeley, CA 94720, U. S. A. <u>bprice@berkelev.edu</u>

#### Prof. Dr. Colin Cough

School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, B15 2TT, U. K. <u>c.gough@bham.ac.uk</u>

#### Prof. Dr. Desmond Cook

Department of Physics, Condensed Matter and Materials Physics Research Group, Old Dominion University, Norfolk, Virginia 23529, U. S. A. <u>Dcook@physics.odu.edu</u>

#### Prof. Dr. Evgeny Sheshin

MIPT, Institutskij per. 9. Dogoprudnyi 141700, Russia. sheshin@lafeet.mipt.ru

#### Prof. Dr. Hans Ott

Laboratorium Fuer Festkorperphysik, ETH Honggerberg, CH-8093 Zurich, Switzerland. <u>ott@solid.phys.ethz.ch</u>

#### Prof. Dr. Herwig Schopper

President SESAME Council, Chairman Scientific Board UNESCO IBSP Programme, CERN, 1211 Geneva, Switzerland. <u>Herwig.Schopper@cern.ch</u>

#### Prof. Dr. Humam Ghassib

Department of Physics, Jordan University, Amman, Jordan. humam@atf.org.jo

#### Prof. Dr. Ingo Hofmann

GSI Darmstadt, Planckstr. 1, 64291, Darmstadt, Germany. <u>i.hofmann@gsi.de</u>

#### Prof. Dr. Jozef Lipka

Department of Nuclear Physics and Technology, Slovak University of Technology, Bratislava, Ilkovicova 3, 812 19 Bratislava, Slovakia. Lipka@elf.stuba.sk

#### <u>Prof. Dr. Khalid Touqan</u>

Chairman of Jordan Atomic Energy Commission, Amman, Jordan.

#### Prof. Dr. Mark J. Hagmann

Desert Electronics Research Corporation, 762 Lacey Way, North Salt Lake 84064, Utah, U. S. A. <u>MHagmann@NewPathResearch.Com.</u>

#### Prof. Dr. Nasr Zubeidey

President: Al-Zaytoonah University of Jordan, Amman, Jordan. President@alzaytoonah.edu.jo

#### Prof. Dr. Patrick Roudeau

Laboratoire de l'Accelerateur, Lineaire (LAL), Universite Paris-Sud 11, Batiment 200, 91898 Orsay Cedex, France. <u>roudeau@mail.cern.ch</u>

#### Prof. Dr. Paul Chu

Department of Physics, University of Houston, Houston, Texas 77204-5005, U. S. A. Ching-Wu.Chu@mail.uh.edu

#### Prof. Dr. Peter Dowben

Nebraska Center for Materials and Nanoscience, Department of Physics and Astronomy, 255 Behlen Laboratory (10th and R Streets), 116 Brace Lab., P. O. Box 880111, Lincoln, NE 68588-0111, U. S. A. pdowben@unl.edu

# Prof. Dr. Peter Mulser

Institute fuer Physik, T.U. Darmstadt, Hochschulstr. 4a, 64289 Darmstadt, Germany. Peter.mulser@physik.tu-darmstadt.de

#### Prof. Dr. Rasheed Azzam

Department of Electrical Engineering, University of New Orleans New Orleans, Louisiana 70148, U. S. A. razzam@uno.edu

#### Dr. Richard G. Forbes

University of Surrey, FEPS (X1), Guildford, Surrey GU2 7XH, U. K. R.Forbes@surrey.ac.uk

#### Prof. Dr. Roy Chantrell

Physics Department, York University, York, YO10 5DD, U. K. <u>Rc502@york.ac.uk</u>

#### Prof. Dr. Shawqi Al-Dallal

Department of Physics, Faculty of Science, University of Bahrain, Manamah, Kingdom of Bahrain.

#### Prof. Dr. Susamu Taketomi

Matsumoto Yushi-Seiyaku Co. Ltd., Shibukawa-Cho, Yao City, Osaka 581-0075, Japan. <u>staketomi@hotmail.com</u>

#### Prof. Dr. Wolfgang Nolting

Institute of Physics / Chair: Solid State Theory, Humboldt-University at Berlin, Newtonstr. 15 D-12489 Berlin, Germany Wolfgang.nolting@physik.hu-berlin.de



The Hashemite Kingdom of Jordan



Yarmouk University

# Jordan Journal of **PHYSICS**

An International Peer-Reviewed Research Journal Funded by the Scientific Research Support Fund

Volume 8, No. 4, 2015, 1437 H

#### **Instructions to Authors**

Instructions to authors concerning manuscript organization and format apply to hardcopy submission by mail, and also to electronic online submission via the Journal homepage website (<u>http://jip.yu.edu.jo</u>).

#### **Manuscript Submission**

1- E-mail to : jjp@yu.edu.jo

2- Online: Follow the instructions at the journal homepage website.

Original *Research Articles, Communications* and *Technical Notes* are subject to critical review by minimum of two competent referees. Authors are encouraged to suggest names of competent reviewers. *Feature Articles* in active Physics research fields, in which the author's own contribution and its relationship to other work in the field constitute the main body of the article, appear as a result of an invitation from the Editorial Board, and will be so designated. The author of a *Feature Article* will be asked to provide a clear, concise and critical status report of the field as an introduction to the article. *Review Articles* on active and rapidly changing Physics research fields will also be published. Authors of *Review Articles* are encouraged to submit two-page proposals to the Editor-in-Chief for approval. Manuscripts submitted in *Arabic* should be accompanied by an Abstract and Keywords in English.

#### **Organization of the Manuscript**

Manuscripts should be typed double spaced on one side of A4 sheets (21.6 x 27.9 cm) with 3.71 cm margins, using Microsoft Word 2000 or a later version thereof. The author should adhere to the following order of presentation: Article Title, Author(s), Full Address and E-mail, Abstract, PACS and Keywords, Main Text, Acknowledgment. Only the first letters of words in the Title, Headings and Subheadings are capitalized. Headings should be in **bold** while subheadings in *italic* fonts.

- **Title Page:** Includes the title of the article, authors' first names, middle initials and surnames and affiliations. The affiliation should comprise the department, institution (university or company), city, zip code and state and should be typed as a footnote to the author's name. The name and complete mailing address, telephone and fax numbers, and e-mail address of the author responsible for correspondence (designated with an asterisk) should also be included for official use. The title should be carefully, concisely and clearly constructed to highlight the emphasis and content of the manuscript, which is very important for information retrieval.
- **Abstract:** A one paragraph abstract not exceeding 200 words is required, which should be arranged to highlight the purpose, methods used, results and major findings.
- **Keywords:** A list of 4-6 keywords, which expresses the precise content of the manuscript for indexing purposes, should follow the abstract.
- **PACS:** Authors should supply one or more relevant PACS-2006 classification codes, (available at <u>http://www.aip.org/pacs06/pacs06-toc.html</u>)
- **Introduction:** Should present the purpose of the submitted work and its relationship to earlier work in the field, but it should not be an extensive review of the literature (e.g., should not exceed 1 ½ typed pages).
- **Experimental Methods:** Should be sufficiently informative to allow competent reproduction of the experimental procedures presented; yet concise enough not to be repetitive of earlier published procedures.
- **Results:** should present the results clearly and concisely.
- **Discussion**: Should be concise and focus on the interpretation of the results.

**Conclusion:** Should be a brief account of the major findings of the study not exceeding one typed page.

- Acknowledgments: Including those for grant and financial support if any, should be typed in one paragraph directly preceding the References.
- **References:** References should be typed double spaced and numbered sequentially in the order in which they are cited in the text. References should be cited in the text by the appropriate Arabic numerals, enclosed in square brackets. Titles of journals are abbreviated according to list of scientific periodicals. The style and punctuation should conform to the following examples:

#### 1. Journal Article:

- a) Heisenberg, W., Z. Phys. 49 (1928) 619.
- b) Bednorz, J. G. and Müller, K. A., Z. Phys. B64 (1986) 189
- c) Bardeen, J., Cooper, L.N. and Schrieffer, J. R., Phys. Rev. 106 (1957) 162.
- d) Asad, J. H., Hijjawi, R. S., Sakaji, A. and Khalifeh, J. M., Int. J. Theor. Phys. 44(4) (2005), 3977.

#### 2. Books with Authors, but no Editors:

- a) Kittel, C., "Introduction to Solid State Physics", 8th Ed. (John Wiley and Sons, New York, 2005), chapter 16.
- b) Chikazumi, S., C. D. Graham, JR, "Physics of Ferromagnetism", 2<sup>nd</sup> Ed. (Oxford University Press, Oxford, 1997).

## 3. Books with Authors and Editors:

- a) Allen, P. B. "Dynamical Properties of Solids", Ed. (1), G. K. Horton and A. A. Maradudin (North-Holland, Amsterdam, 1980), p137.
- b) Chantrell, R. W. and O'Grady, K., "Magnetic Properities of Fine Particles" Eds. J. L. Dormann and D. Fiorani (North-Holland, Amsterdam, 1992), p103.

#### 4. Technical Report:

Purcell, J. "The Superconducting Magnet System for the 12-Foot Bubble Chamber", report ANL/HEP6813, Argonne Natt. Lab., Argonne, III, (1968).

#### 5. Patent:

Bigham, C. B., Schneider, H. R., US patent 3 925 676 (1975).

#### 6. Thesis:

Mahmood, S. H., Ph.D. Thesis, Michigan State University, (1986), USA (Unpublished).

#### 7. Conference or Symposium Proceedings:

Blandin, A. and Lederer, P. Proc. Intern. Conf. on Magnetism, Nottingham (1964), P.71.

#### 8. Internet Source:

Should include authors' names (if any), title, internet website, URL, and date of access.

#### 9. Prepublication online articles (already accepted for publication):

Should include authors' names (if any), title of digital database, database website, URL, and date of access.

For other types of referenced works, provide sufficient information to enable readers to access them.

- **Tables:** Tables should be numbered with Arabic numerals and referred to by number in the Text (e.g., Table 1). Each table should be typed on a separate page with the legend above the table, while explanatory footnotes, which are indicated by superscript lowercase letters, should be typed below the table.
- **Illustrations:** Figures, drawings, diagrams, charts and photographs are to be numbered in a consecutive series of Arabic numerals in the order in which they are cited in the text. Computer-generated illustrations and good-quality digital photographic prints are accepted. They should be black and white originals (not photocopies) provided on separate pages and identified with their corresponding numbers. Actual size graphics should be provided, which need no further manipulation, with lettering (Arial or Helvetica) not smaller than 8 points, lines no thinner than 0.5 point, and each of uniform density. All colors should be removed from graphics except for those graphics to be considered for publication in color. If graphics are to be submitted digitally, they should conform to the following minimum resolution requirements: 1200 dpi for black and white line art, 600 dpi for grayscale art, and 300 dpi for color art. All graphic files must be saved as TIFF images, and all illustrations must be submitted in the actual size at which they should appear in the journal. Note that good quality hardcopy original illustrations are required for both online and mail submissions of manuscripts.
- **Text Footnotes:** The use of text footnotes is to be avoided. When their use is absolutely necessary, they should be typed at the bottom of the page to which they refer, and should be cited in the text by a superscript asterisk or multiples thereof. Place a line above the footnote, so that it is set off from the text.
- **Supplementary Material:** Authors are encouraged to provide all supplementary materials that may facilitate the review process, including any detailed mathematical derivations that may not appear in whole in the manuscript.

#### **Revised Manuscript and Computer Disks**

Following the acceptance of a manuscript for publication and the incorporation of all required revisions, authors should submit an original and one more copy of the final disk containing the complete manuscript typed double spaced in Microsoft Word for Windows 2000 or a later version thereof. All graphic files must be saved as PDF, JPG, or TIFF images.

Allen, P.B., ".....", in: Horton, G.K., and Muradudin, A. A., (eds.), "Dynamical.....", (North......), pp....

#### Reprints

Twenty (20) reprints free of charge are provided to the corresponding author. For orders of more reprints, a reprint order form and prices will be sent with the article proofs, which should be returned directly to the Editor for processing.

#### Copyright

Submission is an admission by the authors that the manuscript has neither been previously published nor is being considered for publication elsewhere. A statement transferring copyright from the authors to Yarmouk University is required before the manuscript can be accepted for publication. The necessary form for such transfer is supplied by the Editor-in-Chief. Reproduction of any part of the contents of a published work is forbidden without a written permission by the Editor-in-Chief.

#### Disclaimer

Opinions expressed in this Journal are those of the authors and neither necessarily reflects the opinions of the Editorial Board or the University, nor the policy of the Higher Scientific Research Committee or the Ministry of Higher Education and Scientific Research. The publisher shoulders no responsibility or liability whatsoever for the use or misuse of the information published by JJP.

#### Indexing

JJP is currently applying for indexing and abstracting to all related International Services.

# Jordan Journal of PHYSICS

An International Peer-Reviewed Research Journal

# Volume 8, No. 4, 2015, 1437 H

Table of Contents:

English Articles	Pages
Entanglement from Quantization-Deformation	
Mostafa Mansour	187-197
Various Properties of Heavy Quarkonia from Flavor-Independent Coulomb Plus Quadratic Potential	100 202
Anood Al-Oun, Ahmed Al-Jamel and H. Widyan	199-203
Growth and Optical Characteristics of Jordanian Silica Sand Thin Films	
J. M. Khoshman, A. A. Manda, Q. A. Drmosh and M. E. Kordesch	205-216
معدل القشط العام لكاشف الأثر CR-39 المُعرَّض لأشعة كاما باستخدام طريقة D-L <sub>e</sub>	
ياسر يحيى قاسم	
Bulk Etch Rate of CR-39 Track Detector Exposed to Gamma Dose Using $D-L_e$ Method	217-226
Y. Y. Kasim	
تحديد تراكيز الرادون واليورانيوم ونظائر مشعة أخرى في أنواع مختلفة من المياه	
الطبيعية في محافظة نينوى	
سعيد حسن سعيد وصباح يوسف حسن	
Determination of Radon, Uranium and Other Radioactive Isotopes' Concentration in Different Types of Natural Water in Nenava Governorate	227-244

Saeed Hassan Saeed and Sabah Yousif Hassan

# Jordan Journal of Physics

# ARTICLE

# **Entanglement from Quantization-Deformation**

# Mostafa Mansour

Département de Physique, Faculté Polydisciplinaire, Université Sultan Moulay Slimane, Beni Mellal, Morocco.

*Received on: 30/3/2015; Accepted on: 6/9/2015* 

Abstract: In this paper, the unitary solutions of the Quantum Yang–Baxter Equation derived via the quantization-deformation of a Poisson Lie group associated to an r-matrix (solution of a classical Yang-Baxter equation) are introduced. The solutions of the algebraic and braided Quantum Yang-Baxter equations that are explored contain a deformation parameter h, and will be used to perform quantum entanglement when acting on bipartite quantum states.

Keywords: Quantization-deformation, Quantum Yang-Baxter equation, Entanglement.

# 1. Introduction

Quantum entanglement is one of the most interesting properties of quantum mechanics. It has been discussed in the early years as a special quantum mechanical non-local correlation [1, 2]. Quantum entanglement plays a key role in several areas of quantum information, such as: quantum teleportation [3,4], quantum cryptography [5, 6], quantum dense coding [7 -9] and quantum computation [10, 11].

Given the great importance of entanglement, the quantification and characterization of the amount of entanglement have attracted much attention [12]. For quantifying the amount of entanglement, various measures have been proposed. Concurrence is the most commonly used measure of entanglement. For the two-qubit case, an elegant formula for the concurrence was derived analytically by Wootters and Hill [13, 14].

L. Kauffman and S. Lomonaco have constructed a topological quantum gate entangler for two-qubit state [15]. These topological operators are called braiding operators that can entangle quantum states. These operators are also unitary solutions of quantum Yang-Baxter equation. The complex relationship among topological entanglement, quantum entanglement and quantum computational universality has been explored in a series of papers [16 - 24].

One way to study topological entanglement and quantum entanglement is to try making direct correspondences between patterns of topological linking and entangled quantum states. One approach of this kind was initiated by Aravind [25], suggesting that observation of a link would be modelled by deleting one component of the link.

On the other side, the development of the quantum inverse scattering method (QISM) [26] intended for investigation of integrable models of the quantum field theory and statistical physics gives rise to some interesting algebraic constructions. Such investigation allows to select a special class of Hopf algebras [27] now known as quantum groups and quantum algebras [28 - 32].

The main reason that quantum groups are of such great importance is that they are closely related to the so-called quantum Yang-Baxter equation [33, 34], which plays a prominent role in many areas of research, such as: knot theory, solvable lattice models, conformal field theory, quantum integrable systems and quantum information.

Quantum groups are defined as a non-abelian Hopf algebras [35]. A way to generate them consists of deforming the abelian algebra of smooth functions on the group into a non-abelian one (\*-product), using the so-called deformation quantization or star-quantization [36 - 40]. A star-quantization method is used also to develop a theory of (topological) quantum groups in [41 -46], to realize deformed Yangian algebras in [47] and quasi-triangular quasi-Hopf algebras in [48].

There are many applications of quantum algebra in physics [49, 50]. A relationship between quantum groups and quantum entanglement can be found in references [51, 52]. The quantum algebra using the FRT (Faddeev, Reshetikhin and Takhtajan) construction of Yang–Baxterization of the Bell matrix is presented in [53].

The main objective of this work is to show explicitly that the universal R-matrix (solution of the algebraic quantum Yang-Baxter equation) obtained from the quantization-deformation of a Poisson Lie group can be considered as quantum gate which can perform topological entanglement when acting on quantum states.

This paper is organized as follows: the second section is devoted to a review of some basic definitions of the quantization-deformation of a Poisson Lie group associated to an r-matrix (solution of classical Yang-Baxter equation), to present the Drinfeld-Takhtajan approach to construct quantum algebras and to derive unitary solutions of the quantum Yang-Baxter equation. Section 3 introduces quantum operators, solutions of the algebraic quantum Yang-Baxter equation that can perform quantum entanglement of multi-qubit quantum states. In section 4 quantum gate entanglers from a star product on the Poisson Lie group SL(2) are cinstructed, and it is shown that these quantum operators entangle states on a vector space considered as the space of representation of the Lie algebra sl(2).

## 2. Quantization of a Poisson Lie Group

Let G be a Lie group with Lie algebra (g,[,]). Denoted by  $(X_i)$  is a basis of g and

U(g) is the universal enveloping algebra of g. If  $r \in \wedge^2 g$ , the elements  $r^{12}, r^{13}, r^{23}$  of  $U(g) \otimes U(g) \otimes U(g)$  are defined by:

$$r^{12} = r^{ij}X_i \otimes X_j \otimes 1$$
  

$$r^{13} = r^{ij}X_i \otimes 1 \otimes X_j$$
  

$$r^{23} = r^{ij}1 \otimes X_i \otimes X_j$$

where  $r = r^{ij}X_i \otimes X_j$ . It is said that r satisfies the Classical Yang-Baxter Equation (CYBE) if:

$$[r^{12}, r^{13}] + [r^{12}, r^{23}] + [r^{13}, r^{23}] = 0$$
(1)

Such an element is called an r-matrix. To each r, a Poisson structure on G is associated by putting:

$$\{\varphi, \phi\} = r^{ij} \left( X_i^{\ell}(\varphi) X_j^{\ell}(\phi) - X_i^{r}(\varphi) X_j^{r}(\phi) \right)$$

$$\varphi, \phi \in C^{\infty}(G)$$

$$(2)$$

where  $X_i^{\ell}(resp. X_j^r)$  are the left-invariant (resp. right-invariant) vector fields on G corresponding to  $X_i(resp. X_j)$ .

#### Definition 1 (Poisson Lie group) [54]

A Poisson-Lie group  $(G, \Lambda)$  is a Lie group endowed with a Poisson structure defined by a two-contravariant antisymmetric tensor  $(\Lambda)$  on Lie Group G such that multiplication in G is Poisson morphism.

A particular Poisson-Lie group is a Lie group  $(G, \{,\})$  endowed with a Poisson structure  $\{,\}$  associated to an r-matrix satisfying the CYBE.

The quantization-deformation of a Poisson-Lie group  $(G, \{,\})$  is a deformation of the commutative algebra  $C^{\infty}(G)$  which turns it into a new non-commutative algebra  $C^{\infty}(G)[[h]]$ , where h is a deformation parameter. It is |h| < 1. assumed that In the limit  $h \to 0, C^{\infty}(G)[[h]]$  reduces to the commutative algebra  $C^{\infty}(G)$ . The algebra  $C^{\infty}(G)[[h]]$  as a vector space coincides with  $C^{\infty}(G)$ , but has a new product \* called a star product defined as shown for example in [36 - 40])

#### **Definition 2** (Star product)

A star product on a Poisson-Lie Group G is a bilinear map:

\*: 
$$C^{\infty}(G) \otimes C^{\infty}(G) \to C^{\infty}(G)[[h]]$$
  
 $\varphi * \phi = \varphi.\phi + \sum_{i=1} C_i(\varphi,\phi)h^i$ 

such that, for all  $\varphi, \phi, \rho \in C^{\infty}(G)$ :

1) when the above map is extended to  $C^{\infty}(G)[[h]]$ , it is formally associative:

$$(\varphi * \phi) * \rho = \varphi * (\phi * \rho)$$

- 2) the two-cochain  $C_i(\varphi, \phi)$  is a bidifferential
- operator on  $C^{\infty}(G)$  (bilinear map which is differential operator with respect to each argument)

3) 
$$\varphi * 1 = 1 * \varphi = \varphi$$

4)  $C_1(\phi, \phi) = \{\phi, \phi\}.$ 

Since G is a group, there is a natural comultiplication  $\Delta$  on

$$C^{\infty}(G) \to C^{\infty}(G) \otimes C^{\infty}(G):$$
  
$$\Delta(\varphi)(x, y) = \varphi(xy) \quad (\varphi \in C^{\infty}(G), x, y \in G).$$

а star-product on the group G such that the compatibility relation:

$$\Delta(\phi * \rho) = (\Delta(\phi) * \Delta(\rho)) \tag{3}$$

is satisfied, where the star-product on the right side is canonically defined on  $C^{\infty}(G) \otimes C^{\infty}(G)$ by:

$$(\phi \otimes \rho) * (\phi' \otimes \rho') = (\phi * \phi') \otimes (\rho * \rho'). \quad (4)$$

The corresponding star product was built by V. Drinfeld and L. Takhtajan in a purely algebraic way. They first look for a formal element  $F \in U(g) \otimes U(g)[[h]]$  given by  $F = 1 + \sum_{i>1} F_i h^i$ ,  $(F_i \in U(g) \otimes U(g))$  such that the product:

$$\varphi * \phi = \mu((F^{-1})^r (F)^\ell (\varphi \otimes \phi)) \tag{5}$$

is a star product, (where  $\mu$  is the usual multiplication on  $C^{\infty}(G)$  the algebra of smooth functions over the group G). The associativity axiom of the star product looks:

$$(\Delta_0 \otimes id)F.(F \otimes 1) = (id \otimes \Delta_0)F.(1 \otimes F),(6)$$

where  $\Delta_0: U(g) \otimes U(g) \rightarrow U(g)$  is the coproduct of the enveloping algebra U(g), id:  $U(g) \rightarrow U(g)$  is the identity map of the algebra U(g) and 1 be the identity of the enveloping algebra U(g).

Now, if the following element given by Drinfeld in [55] is introduced:

$$R_F = F_{21}^{-1} \cdot F \quad , \tag{7}$$

where  $F_{21} = P.F_{12}.P$ , (In this paper, P will always denote the flip operator (swap operator) which acts linearly on the second tensor power of a module by  $P(a \otimes b) = b \otimes a$ .

then it can easily be shown that  $R_F$  defines a quasitriangular structure on the quantized enveloping algebra U(g)[[h]], given by:

$$(\Delta_F \otimes id)R_F = (R_F)_{13} \cdot (R_F)_{23}.$$
$$(id \otimes \Delta_F)R_F = (R_F)_{13} \cdot (R_F)_{12}.$$

where  $(R_F)_{12} = R_F \otimes 1$ ,  $(R_F)_{23} = 1 \otimes R_F$ ,  $(R_F)_{13} = (1 \otimes P)(R_F \otimes 1)(1 \otimes P)$  and  $\Delta_F$  is the coproduct of the quantized enveloping algebra U(g)[[h]] given by:

$$\Delta_F(X) = F^{-1} \Delta_0(X) F$$

For more details, the reader is asked to refer to paper [45] and references therein.

It is possible to show that the universal Rmatrix  $R_F$  gratifies the algebraic quantum Yang-Baxter equation:

$$\begin{array}{c} (R_F)_{12} \cdot (R_F)_{13} \cdot (R_F)_{23} = \\ (R_F)_{23} \cdot (R_F)_{13} \cdot (R_F)_{12} \end{array}$$

$$(8)$$

From the fact that  $\phi * 1 = 1 * \phi = \phi$  for all  $\phi \in C^{\infty}(G)$ , it can be deduced that:

$$(id \otimes \varepsilon)F = (\varepsilon \otimes id)F = 1; \tag{9}$$

where  $\varepsilon$  is the counit map:  $U(g) \rightarrow C$  given by  $\varepsilon(uv) = \varepsilon(u)\varepsilon(v)$  and  $\varepsilon(1) = 1$  with C being the field of complex numbers.

Consequently,  

$$(\varepsilon \otimes id)(R_F) = (id \otimes \varepsilon)(R_F) = 1.$$
 (10)

From the definition in (7), it can be deduced that  $R_F$  gratifies the unitary condition:

$$(R_F)_{21}.R_F = 1. \tag{11}$$

The releveance of the previous peocedure is that one can get many concrete solutions of the QYBE by taking different representations of the universal R-Matrix  $R_F$ .

Thus, if one now considers a finite dimensional vector space H and lets  $\rho: g \to End_{C}(H)$  be a finite dimensional representation of the Lie algebra g on H, then the R-matrix  $R = (\rho \otimes \rho)(R_{F})$  taking values in  $End_{C}(H \otimes H)$  satisfies the algebraic quantum Yang-Baxter equation with no spectra parameter (QYBE)

$$R_{12}.R_{13}.R_{23} = R_{23}.R_{13}.R_{12}.$$
 (12)

And the unitary condition is:

$$(R)_{21}.R = 1$$

It is assumed that  $\{e_0, e_1, ..., e_{n-1}\}$  is a basis of H over the Field **C** and the basis of the tensorial product  $H \otimes H$  is denoted as  $\{e_i \otimes e_j/i, j \in \{0, 1, ..., n-1\}\}$ . Using this basis, one may describe the operator R by its action on the generators of  $(H \otimes H)$ 

$$R(e_i \otimes e_i) = R_{ii}^{kl}(e_k \otimes e_l)$$
.

The algebraic Yang-Baxter equation (12) can be rewritten as:

$$R^{ab}_{im}.R^{ic}_{dn}.R^{mn}_{ef} = R^{bc}_{mk}.R^{ak}_{lf}.R^{lm}_{de}$$

and if the matrix B = PR is introduced, where P is now considered as the permutation operator on the tensor vector space  $H \otimes H$   $(P_{kl}^{ij} = \delta_l^i \delta_k^j)$ , then it can be shown that the matrix B satisfies the Braided quantum Yang-Baxter Equation:

$$B_{jm}^{bc}.B_{dm}^{aj}.B_{ef}^{mn} = B_{lj}^{ab}.B_{mf}^{jc}.B_{de}^{lm}$$
(13)

which can be rewritten in a compact form as:

$$(B \otimes id).(id \otimes B).(B \otimes id) = (id \otimes B).(B \otimes id).(id \otimes B)$$
(14)

It is remarked that the braided Yang-Baxter equation bears a close resemblance to the relation:

 $\sigma_i \sigma_{i+1} \sigma_i = \sigma_{i+1} \sigma_i \sigma_{i+1}$ 

of the Artin braid group defined explicitly by Emil Artin in [56] by:

**Definition 3** The Artin braid group on n-strands is denoted by  $B_n$  and is generated by  $\{\sigma_i | 1 \le i \le n-1\}$ . The group  $B_n$  consists of all words of the form  $\sigma_{j_1}^{\pm 1} \sigma_{j_2}^{\pm 1} \dots \sigma_{j_n}^{\pm 1}$  modulo the following relationships.

$$\sigma_i \sigma_{i+1} \sigma_i = \sigma_{i+1} \sigma_i \sigma_{i+1}$$
 for all  $1 \le i \le n-1$ 

$$\sigma_i \sigma_j = \sigma_j \sigma_i$$
 such that  $|i - j| > 1$ .

A unitary solution B of the braided Yang-Baxter equation yields a unitary representation  $\rho$  of the braided group  $B_n$  on the space  $H^{\otimes n}$  for every n defined by:

$$\rho(\sigma_i) = I^{\otimes i-1} \otimes B \otimes I^{\otimes n-i-1}$$

Moreover, this representation of braid group is unitary, since B is also unitary operator, solution of braided Yang-Baxter equation which indicates that this operator can perform topological entanglement when acting on quantum states and can be considered as quantum gate.

# 3. The *R*-Matrices and Quantum Entanglement

An essential step in the study of the entanglement of quantum states is the establishment of appropriate separability criteria. That is, to determine criteria that enable us to tell if a given quantum state is separable or entangled. Mathematically, a pure state  $|\psi\rangle$  of a composite quantum system lives in a linear space, it is constructed by a tensor product of vector spaces referring to its subsystems. Such tensor vector spaces contain states that cannot be factorized into pure states of their individual components. These states are called entangled states.

The criteria of quantum entanglement for a quantum state is given by the following definition (see for example [57] and references therein).

**Definition 4** A pure state in the tensor product Hilbert space  $|\psi \rangle \varepsilon (H_1 \otimes H_2 \otimes ...H_n)$  of a quantum system  $(A_1 \otimes A_2 \otimes ...A_n)$  is called fully separable with respect to this system if it can be written in the form:

 $|\psi\rangle \ge |\phi_1\rangle \otimes |\phi_2\rangle \otimes \dots |\phi_n\rangle,$ 

where  $|\phi_i\rangle$  is a pure state from Hilbert space  $H_i$ ; and  $|\psi\rangle$  is called **entangled** with respect to the system  $(A_1 \otimes A_2 \otimes ... A_n)$  otherwise.

Particularly, a bipartite pure state  $|\psi\rangle$  in the tensor product Hilbert space (H $\otimes$ H) is separable if it can be written as a single tensor product of states:

$$|\psi\rangle \ge |\phi_1\rangle \otimes |\phi_2\rangle.$$

And every non-separable state vector is called entangled and has the form:

$$|\psi\rangle = \sum \alpha_{ij} |\phi_i\rangle \otimes |\phi_j\rangle$$

with at least two non-zero complex coefficients  $\alpha_{ii}$ .

Hereafter, let *H* be a complex vector space of dimension two that can hold a single qubit of information. It is spanned with two orthonormal basis vectors  $|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  and  $|1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  (Dirac notation).

In the computational basis  $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$ , of the tensor product Hilbert space (H $\otimes$ H), the normalized pure state  $|\psi\rangle$  is expressed as:

$$|\psi\rangle = \alpha_{00} |00\rangle + \alpha_{01} | 01\rangle + \alpha_{10} |10\rangle + \alpha_{11} |11\rangle,$$
 (15)

where  $\alpha_{ij}, 0 \le i, j \le 1$  are complex numbers satisfying the normalization condition

$$|\alpha_{00}|^2 + |\alpha_{01}|^2 + |\alpha_{10}|^2 + |\alpha_{11}|^2 = 1.$$

Since entanglement is a crucial resource for many applications in quantum information, it is important to quantify the amount of entanglement in a given system. However, there is a diversity of possible correlations. Concurrence is the most commonly used measure. It was introduced by Wootters and Hill in [13, 14] as a measure of the entanglement of a bipartite state of two qubits. The concurrence for a two-qubit state  $|\psi\rangle$  given in Eq. (15), which goes from 0 to 1, may be written as:

$$C(|\psi\rangle) = |\langle \psi | \widetilde{\psi} \rangle| = 2 |\alpha_{00}\alpha_{11} - \alpha_{01}\alpha_{10}|, (16)$$

where  $|\widetilde{\psi}\rangle = (\sigma_y \otimes \sigma_y) |\psi^*\rangle$  represents the spin-flip plus phase flip operation.  $|\psi^*\rangle$  and  $\sigma_y$  are the complex conjugate of  $|\psi\rangle$  in the standard basis such as  $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$  and pauli operator in local basis  $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ , respectively.

Now, basic definitions about quantum gates are briefly reviewed. For more details, the reader is advised to refer to the text of Nielsen and Chuang [10] and the text of Kauffman Lomonaco [58].

**Definition 5** *A two-qubit quantum gate R is a unitary linear mapping R:*  $(H \otimes H \rightarrow H \otimes H)$ , where *H* is a two*dimensional complex vector space spanned with two orthonormal basis vectors* | 0 > *and* | 1 > .

In the work [59], the Brylinskis give a general criterion of the quantum gate R to be universal. They prove that a two-qubit gate R is universal if and only if it is entangling. The entanglement of quantum gate R is defined by:

**Definition 6** Let R be a unitary operator on  $(H \otimes H)$  being a quantum gate for the composite system; R is called **entangling** if there exists a product state  $|u_1, u_2 >$  such that the state  $R(|u_1, u_2 >)$  is entangled.

Consider now again the two-qubit pure state  $|\psi\rangle$  given in (15) expressed in the standard basis  $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$  of  $(H \otimes H)$  and written in a compact form as:

$$|\psi\rangle = \sum_{i,j=0}^{1} \alpha_{ij} |ij\rangle, \qquad |ij\rangle = |i\rangle \otimes |j\rangle \qquad (17)$$

and let R be an arbitrary Unitary (4x4) R-Matrix satisfying the following relations:

$$R_{21}$$
.R = 1,

$$R_{12}.R_{13}.R_{23} = R_{23}.R_{13}.R_{12}$$

The *R* -matrix having the form:

$$R = \begin{pmatrix} R_{00}^{00} & R_{01}^{00} & R_{10}^{00} & R_{11}^{00} \\ R_{00}^{01} & R_{01}^{01} & R_{10}^{01} & R_{11}^{01} \\ R_{00}^{10} & R_{01}^{10} & R_{10}^{10} & R_{11}^{10} \\ R_{00}^{11} & R_{01}^{11} & R_{10}^{11} & R_{11}^{11} \end{pmatrix},$$

acts on the tensor product  $|i\rangle \otimes |j\rangle$  as follows:

$$\mathsf{R} | ij \rangle = \sum_{k=0}^{1} \sum_{l=0}^{1} \mathsf{R}_{ij}^{kl} | kl \rangle.$$
(18)

The Brylinskis' theorem [59] says that it is a universal quantum gate when it is a quantum entangling operator which transforms a separable state denoted  $|\chi_{ss}\rangle$  into an entangling state denoted  $|\chi_{es}\rangle$  with

$$\mathsf{R} \mid \chi_{ss} \rangle = \mid \chi_{es} \rangle.$$

More explicitly:

$$\left(\sum_{i,j=0}^{1} \alpha_{ij} | ij \rangle\right) = \sum_{i,j=0k,l=0}^{1} \sum_{k,l=0}^{1} R_{ij}^{kl} \alpha_{ij} | kl \rangle =$$

$$\sum_{k,l=0}^{1} d_{kl} | kl \rangle = d_{00} | 00 > +d_{01} | 01 >$$

$$+ d_{10} | 10 > + d_{11} | 11 >$$
(19)

where the coefficients  $\alpha_{ij}$  satisfy  $\alpha_{00}\alpha_{11} = \alpha_{01}\alpha_{10}$  and the coefficients  $d_{kl}$  are defined by:

$$d_{kl} = \sum_{i,j=0}^{1} \mathsf{R}_{ij}^{kl} \alpha_{ij}, \qquad (20)$$

satisfying  $d_{00}d_{11} \neq d_{01}d_{10}$ .

The criteria of quantum entanglement are determined by the concurrence of the corresponding quantum states  $C(|\psi\rangle)$  and  $|\Phi\rangle = C(\mathbf{R} |\psi\rangle)$ , (see [13, 14]). For the pure 2-qubit states:

$$|\psi \rangle = \alpha_{00} |00\rangle + \alpha_{01}|$$
  

$$|01\rangle + \alpha_{10} |10\rangle + \alpha_{11} |11\rangle$$
  

$$|\Phi\rangle = \mathsf{R}(|\psi\rangle) =$$
  

$$d_{00} |00\rangle + d_{01} |01\rangle + d_{10} |10\rangle + d_{11} |11\rangle$$

the concurrences are given, respectively, by:

$$C(|\psi\rangle) = \langle \psi | \widetilde{\psi} \rangle = 2 | \alpha_{00} \alpha_{11} - \alpha_{01} \alpha_{10} |, (21)$$

$$C(|\Phi\rangle) = |\langle \Phi | \widetilde{\Phi} \rangle| = 2 |d_{00}d_{11} - d_{01}d_{10}|, \quad (22)$$

In this work, in order to judge whether the unitary *R*-matrix is a universal quantum gate according to the Brylinskis' theorem [59], the concurrence of the initial state is chosen equal to zero  $C(|\psi\rangle) = 0$  (so that the initial state is unentangled) and it is proven that  $(C(\mathbf{R} | \psi >) > 0)$  (the final state is entangled).

# 4. Quantum Entangler Based on a Star Product on *SL*(2) Lie Group

In a work on finite-dimensional complex Lie algebras, it often makes sense to first study the Lie algebra sl(2), because the properties of sl(2) algebras are crucial in deriving important properties of any semisimple Lie algebra g and its representations. The representation theory of sl(2) has attracted much interest in both physics and mathematics [60] and gives a way to higher dimensional cases [61]. To investigate this algebraic object could be a foundation for further investigation of higher dimensional objects.

The classical Lie algebra sl(2) is rank one and has generators and relations:

$$[H, X_+] = \pm 2X_+; [X_+, X_-] = H$$

The associated Lie group SL(2) is endowed with a Poisson-Lie structure by defining an rmatrix  $\tilde{r}$  which verifies the classical YBE:

$$\widetilde{r} = X_+ \otimes H - H \otimes X_+ \quad \in \wedge^2(sl(2)), \quad (23)$$

where  $(X_+, H)$ , the generators of the Lie algebra sl(2), are expressed in a twodimensionnal fundamental representation  $\rho: sl(2) \rightarrow M(2, C) = End_C(H)$  by:

$$X_{+} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \ H = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$
 (24)

So, the corresponding Poisson bracket on SL(2) has the following form:

$$\{\varphi,\phi\} = X_{+}^{\ell}(\varphi)H^{\ell}(\phi) - H^{\ell}(\varphi)X_{+}^{\ell}(\phi) \\ -X_{+}^{r}(\varphi)H^{r}(\phi) + H^{r}(\varphi)X_{+}^{r}(\phi) \}.$$
(25)

The matrix  $T = (t_{ij})_{i,j=1,2}$  of coordinate functions on SL(2) is considered; i.e., the functions  $t_{ij}(g) = g_{ij}$ , where, for  $g \in G$ , by  $g_{ij}$ its matrix elements are denoted.

Let:  

$$T = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}.$$

т.,

Left and right actions of G on matrix coordinates on G are given by:

$$(X^{\ell}t_{ij})(g) = (gX)_{ij} = \sum_{k} t_{ik}(g)X_{kj}$$
$$(X^{r}t_{ij})(g) = (Xg)_{ij} = \sum_{k} X_{ik}t_{kj}(g).$$
(26)

With these notations, the Poisson bracket looks like:

$$\{a,b\} = 1 - a^{2}, \ \{a,c\} = c^{2}, \{b,c\} = c(a+d)$$

$$\{b,d\} = d^{2} - 1, \{c,d\}$$

$$= -c^{2}, \ \{a,d\} = c(-a+d)$$

$$(27)$$

These relations define completely the Poisson-Lie group SL(2) with r-matrix  $\tilde{r}$ , since any  $\varphi \in C^{\infty}(G)$  can be approximated by polynomial functions in a, b, c, d.

To construct unitary solutions of the quantum Yang-Baxter equation associated to the quantization deformation of the Poisson-Lie group SL(2) endowed with the Poisson-Lie structure defined by the *r*-matrix given in equation (23), the star product on SL(2) given by Ohn in [62] is first introduced:

$$F = exp\left[\frac{1}{2}\Delta_{0}(H) -\frac{1}{2}\left(H\frac{sinh(hX_{+})}{hX_{+}}\otimes e^{-hX_{+}} + e^{hX_{+}}\otimes H\frac{sinh(hX_{+})}{hX_{+}}\right)\frac{h\Delta_{0}(X_{+})}{sinh(h\Delta_{0}(X_{+}))}\right]$$
(28)

where  $\Delta_0$  is the usual comultiplication of the enveloping algebra U(sl(2)).

Following the construction investigated by Drinfeld in [55], the element  $R_F = F_{21}^{-1} \cdot F$  is a solution of algebraic triangular quantum Yang-Baxter equation:

$$(R_F)_{12} \cdot (R_F)_{13} \cdot (R_F)_{23} = (R_F)_{23} \cdot (R_F)_{13} \cdot (R_F)_{12}$$

In the two-dimensional representation of the Lie algebra sl(2) defined above,  $R_F$  is presented by the *R*-matrix (denoted *R*) given by:

$$R = \begin{pmatrix} 1 & -h & h & h^2 \\ 0 & 1 & 0 & -h \\ 0 & 0 & 1 & h \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(29)

which satisfies the algebraic quantum Yang-Baxter equation:

$$(R)_{12} \cdot (R)_{13} \cdot (R)_{23} = (R)_{23} \cdot (R)_{13} \cdot (R)_{12}.$$
(30)

 $(R)_{21}.R = 1.$ 

$$R_{12} = R \otimes Id, R_{13}$$
where
$$= (Id \otimes P)(R \otimes Id)(Id \otimes P), R_{23}$$

$$= Id \otimes R$$

and P denotes the swap operator. With respect to the standard basis  $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$  of  $(H \otimes H)$ , the swap permutation matrix P is represented by the matrix (see for example the text of Lomonaco [63]):

$$P = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$
 (31)

On the other side, the relations of the matrix element bialgebra A(R) are obtained from the well-known FRT matrix relation [64]

$$RT_1T_2 = T_2T_1R$$
  
as:

$$ca = ac - hc^{2}, cd = dc - hc^{2},$$
  

$$db = bd + h(1 - d^{2}), ab = ba + h(1 - a^{2}),$$
  

$$cb = bc - hac - hdc, da = ad + hac - hdc.$$

It's not hard to see that R is a unitary solution of the algebraic quantum Yang-Baxter equation:

$$R_{21} = PRP = \begin{pmatrix} 1 & h & -h & h^2 \\ 0 & 0 & 1 & h \\ 0 & 1 & 0 & -h \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = R^{-1}$$

Note also that R is a unitary solution to the algebraic Yang-Baxter equation if and only if B matrix B = RP given by:

$$B = \begin{pmatrix} 1 & h & -h & h^2 \\ 0 & 0 & 1 & -h \\ 0 & 1 & 0 & h \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(32)

is a solution to the quantum Yang-Baxter equation (braided Yang-Baxter equation):

$$(B \otimes I)(I \otimes B)(B \otimes I) = (I \otimes B)(B \otimes I)(I \otimes B)$$
(33)

Then, the B matrix can be seen either as a braiding matrix or as a quantum gate in a quantum information as will be shown later.

Being triangular; i.e.,  $R_{21}R = I$ , this R-matrix is trivially Hecke, with:

$$(B-1)(B+1) = 0. (34)$$

The matrix B = RP has a spectral decomposition,

$$B = P^{+} + P^{-}, (35)$$

where  $P^+ = \frac{1}{2}(B+I)$  is a rank 3 projector and

$$P^- = \frac{1}{2}(B-I)$$
 is a rank 1 projector.

The point of this case study is that the universal R-matrix (solution of the algebraic quantum Yang-Baxter equation) obtained from the quantization-deformation of a Poisson-Lie group, being unitary, can be considered as a quantum gate, and since B = RP is a solution to the quantum Yang-Baxter equation (braided Yang-Baxter equation) and can give a unitary representation of the braid group, it can be considered as an operator that performs topological entanglement. It shall be seen that

the *R* -matrix given by Eq. (29) and the matrix B = RP given by Eq. (31) can perform quantum entanglement in their action on quantum states.

For this purpose, one should regard each matrix R or B = RP as acting on the standard basis {|00>, |01>, |10>, |11>} of  $H \otimes H$ , where H is the two-dimensional complex vector space spanned with orthonormal basis vectors |0> and |1> (Dirac notation).

The action of the *R*-Matrix *R* defined in (29) on the basis state  $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$  of the tensor product  $H \otimes H$  gives the following:

$$R | 00 >= | 00 >,$$
  

$$R | 11 >= h^{2} | 00 > -h | 01 > +h | 10 > +| 11 > \int$$
  

$$R | 01 >= -h | 00 > +| 01 >,$$
  

$$R | 10 >= h | 00 > +| 10 > \int$$

In the same way, the action of the R-matrix B = PR (solution of the braided Yang-Baxter equation) is given by:

$$B | 00 >= | 00 >,$$
  

$$B | 11 >= h^{2} | 00 > -h | 01 > +h | 10 > +| 11 > \int$$
  

$$B | 01 >= h | 00 > +| 10 >,$$
  

$$B | 10 >= -h | 00 > +| 01 > \int$$

Here is an elementary proof that both operators R and B can entangle quantum states. In the general case, the unentangled state  $|\psi\rangle$  denoted by:

$$|\psi\rangle = \sum_{i,j=0}^{1} \alpha_{ij} |ij\rangle$$
  
=  $\alpha_{00} |00\rangle + \alpha_{01} |01\rangle$   
+  $\alpha_{10} |10\rangle + \alpha_{11} |11\rangle$  (36)

is chosen with  $\alpha_{00}\alpha_{11} = \alpha_{10}\alpha_{01}$ , and it is shown that the states  $|\phi\rangle = R(|\psi\rangle)$  and  $|\Phi\rangle = B(|\psi\rangle)$  are entangled.

In fact, by direct computation, it is obtained that::

$$|\Psi\rangle = R (|\psi\rangle)$$
  
= R (\alpha\_{00} | 00 > +\alpha\_{01} | 01 >   
+ \alpha\_{10} | 10 > +\alpha\_{11} | 11 >)  
= d\_{00} | 00 > + d\_{01} | 01 >   
+ d\_{10} | 10 > + d\_{11} | 11 >.

And the action of the matrix B is given by:

$$\begin{split} |\Phi\rangle &= B(|\psi\rangle) \\ &= B(\alpha_{00} |00\rangle + \alpha_{01} |01\rangle \\ &+ \alpha_{10} |10\rangle + \alpha_{11} |11\rangle) \\ &= d'_{00} |00\rangle + d'_{01} |01\rangle \\ &+ d'_{10} |10\rangle + d'_{11} |11\rangle \end{split}$$

where:

$$d_{00} = \alpha_{00} - h\alpha_{01} + h\alpha_{10} + \alpha_{11}h^{2};$$
  

$$d_{01} = \alpha_{01} - h\alpha_{11}; \ d_{10} = \alpha_{10} + h\alpha_{11}$$
  
and  $d_{11} = \alpha_{11}$ 

$$d'_{00} = \alpha_{00} - h\alpha_{01} + h\alpha_{10} + \alpha_{11}h^{2};$$
  

$$d'_{01} = \alpha_{10} - h\alpha_{11}; d'_{10} = \alpha_{01} + h\alpha_{11}$$
  
and  $d'_{11} = \alpha_{11}$ 

The concurrences of the final states  $|\Psi\rangle = R(|\psi\rangle)$  and  $|\Phi\rangle = B(|\psi\rangle)$  given, respectively, by:

$$C(|\Psi\rangle) = 2 |d_{00}d_{11} - d_{01}d_{10}| = 4h\alpha_{11}(\alpha_{10} - \alpha_{01}) + 4h^2\alpha_{11}^2$$
(37)

$$C(|\Phi\rangle) = 2 |d'_{00}d'_{11} - d'_{01}d'_{10}| = 4h\alpha_{11}(\alpha_{01} - \alpha_{10}) + 4h^2\alpha_{11}^2$$
(38)

## 5. References

- Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., Phys. Rev., 47, (1935) 777.
- [2] Bell, J.S., Physics, 1 (1964) 195.
- [3] Bennett, C.H., Brassard, G., Crepeau, C., Jozsa, R., Peres, A. and Wootters, W.K., Phys. Rev. Lett., 70, (1993) 1895.
- [4] Bouwmeester, D., Pan, J.W., Mattle, K., Eibl, M., Weinfurter, H. and Zeilinger, A., Nature 390 (1997) 575.

are not zero for the case of  $\alpha_{11} \neq 0$ . Hence, the unitary R-matrix *B* and *R* are considered as quantum states entangler except for the unentangled states with  $\alpha_{11} = 0$ . Thus, it can be concluded (in view of definition (6)) that the states  $|\Psi\rangle = R(|\psi\rangle)$  and  $|\Phi\rangle = B(|\psi\rangle)$  are entangled as quantum states.

At the end, it is important to note that the four orthonormal Bell states which have the forms:

$$|\psi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|00\rangle \pm |11\rangle),$$

$$|\phi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|10\rangle \pm |01\rangle).$$
(39)

are transformed under the action of the quantum gates R and B as follows:

$$R |\psi_{\pm}\rangle = |\psi_{\pm}^{h}\rangle \pm h |\phi_{-}\rangle$$

$$B |\psi_{\pm}\rangle = |\psi_{\pm}^{h}\rangle \pm h |\phi_{-}\rangle$$

$$R |\phi_{-}\rangle = |\phi_{-}\rangle + \frac{2h}{\sqrt{2}} |00\rangle$$

$$B |\phi_{-}\rangle = -|\phi_{-}\rangle - \frac{2h}{\sqrt{2}} |00\rangle$$

$$R |\phi_{+}\rangle = |\phi_{+}\rangle$$

$$B |\phi_{+}\rangle = |\phi_{+}\rangle$$
(40)

where 
$$|\psi_{\pm}^{h}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}((1\pm h^{2})|00\rangle\pm|11\rangle)$$
. This

implies that the entanglement is preserved under the action of the universal gates R and B.

- [5] Bennet, C.H. and Brassard, G., Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing (1984), 175.
- [6] Ekert, A.K., Phys. Rev. Lett., 67 (1991) 661.
- [7] Bennett, C.H. and Wiesner, S.J., Phys. Rev. Lett., 69 (1992) 2881.
- [8] Braunstein, S.L. and Kimble, H.J., Phys. Rev. A, 61 (2000) 042302.

- [9] Mattle, K., Weinfurter, H., Kwait, P.G. and Zeilinger, A., Phys. Rev. Lett., 76 (1996) 4656.
- [10] Nielsen, M.A. and Chuang, I.L., "Quantum Computation and Information", (Cambridge University Press, 2000).
- [11] Barenco, A., Deutsch, D., Ekert, A. and Jozsa, R., Phys. Rev. Lett., 74 (1995) 4083; Deutsch, D., Proc. R. Soc. Lond. A, 425 (1985) 73.
- [12] Mintert, F., Ku's, M. and Buchleitner, A., Phys. Rev. Lett., 95(2) (2005) 60502; Mintert, F. and Buchleitner, A., Phys. Rev. Lett., 98 (2007) 140505; Aolita, L., Buchleitner, A. and Mintert, F., Phys. Rev. A, 78 (2008) 02230 8.
- [13] Hill, S. and Wootters, W.K., Phys. Rev. Lett., 78 (1997) 5022.
- [14] Wootters, W.K., Phys. Rev. Lett., 80 (1998) 2245.
- [15] Kauffman, L. and Lomonaco, S., New J. Phys., 4 (2002) 73.1.
- [16] Kauffman, L.H., "Quantum Computation and the Jones Polynomial", in Quantum Computation and Information, S. Lomonaco, Jr. (ed.), AMS CONM/305, 2002, pp. 101– 137.
- [17] Zhang, Y., Kauffman, L.H. and Ge, M.L., Universal Quantum Gates and Hamiltonians Quant. Inf. Proc. 4 (2005) 159.
- [18] Kauffman, L.H. and Lomonaco Jr., S.J., Spie Proceedings, 21-22 April, 2003, Orlando, FL, ed. by E. Donkor, A.R. Pirich and H.E. Brandt, Volume 5105, pp. 51–58.
- [19] Kauffman, L.H., "Quantum Topology and Quantum Computing, in Quantum Computation", S. Lomonaco (ed.), AMS PSAPM/58, 2002, pp. 273–303.
- [20] Kauffman, L.H. and Lomonaco Jr., S.J., Quantum Knots, in Quantum Information and Computation II, Spie Proceedings, 12 -14 April 2004, Orlando, FL, ed. by E. Donkor, A.R. Pirich and H.E. Brandt, Volume 5436, pp. 268-284.
- [21] Kauffman, L.H., Opt. Spectrosc., 9 (2005) 227. Arxiv: quan-ph/0407224.
- [22] Kauffman, L.H. and Lomonaco Jr., S.J., New J. Phys., 6 (2004) 134. Arxiv: quantph/0401090.

- [23] Zhang, Y., Kauffman, L.H. and Ge, M.L., Int. J. Quant. Inform. 4, (2005), Arxiv: quantph/0412095.
- [24] Kauffman, L.H., "Knots and Physics" (World Scientific Publishers, 2002).
- [25] Aravind, P.K., "Borromean Entanglement of the GHZ State", in Potentiality, Entanglement and Passion-at-a-Distance, Cohen, Robert S., M. Horne, and J. Stachel (eds.), (Kluwer Academic Publishers, Boston, 1997).
- [26] Faddeev, L.D, Integrables; Odeld in (1+1) Dimensional Quantum Field Theory, Lectures in Les Houches, 1982, Elsiever Science Publichers B.V., 1984
- [27] ABE, E., Cambridge Tracts in Math. no. 74, Cambridge University Press.
- [28] Drinfeld, V.G., Quantum Groups, Proc. of the International Congress of Mathematicians, (Berkeley, 1986), (American Mathematical Society, 1987), 798.
- [29] Drinfeld, V.G., Sov. Math. Dokl., 32 (1985) 254.
- [30] Drinfeld, V.G., Sov. Math. Dokl., 36 (1988) 212.
- [31] Drinfeld, V.G., Sov. Math. Dokl., 27 (1983) 68.
- [32] Jimbo, M., Lett. Math. Phys., 10 (1985) 63.
- [33] Dye, H., Quant. Inf. Proc., 2 (2003) 117.
- [34] Jimbo, M., Lett. Math. Phys.10 (1986) 247.
- [35] Faddeev, L.D., Reshetikhin, N.Yu and Takhtajan, L.A., Algebra Analis, 1 (1989) 178.
- [36] Takhtajan, L.A., "Lectures on Quantum Groups", M. Ge and B. Zhao (eds). (World Scientific, 1989).
- [37] Bayen, F., Flato, M., Fronsdal, C., Lichnerowicz, A. and Sternheimer, D., Ann. Phys., 110 (1978) 111.
- [38] Bayen, F., Flato, M., Fronsdal, C., Lichnerowicz, A. and Sternheimer, D., Ann. Phys., 111 (1978) 61.
- [39] Flato, M., Lichnerowicz, A. and Sternheimer, D., Compositio Mathematica, 31 (1975) 41.
- [40] Moreno, C. and Valero, L., J. Geo. Phys., 9 (1992) 369.

- [41] Flato, M. and Sternheimer, D., Topological Quantum Groups, Star Products and Their Relations, arXiv:hep-th/9409052v1
- [42] Hirshfeld, A.C. and Henselder, P., Annals of Physics, 308(1) (2003) 311.
- [43] Akhoumach, K., Belbara, N., Guedira, F. and Mansour, M., Acta Physica Polonica B, 32(4) 1151.
- [44] Bidegain, F. and Pinczon, G., Lett. Math. Phys., 33 (1995) 231.
- [45] Mansour, M., International Journal of Theoretical Physics, 38(5) (1999) 1455.
- [46] Moreno, C. and Valero, L., "Star-Products and Quantum Groups", in Physics on Manifolds, (Kluwer, Dordrecht, 1992).
- [47] Mansour, M. and Akoumach, K., Acta Physica Polonica B, 30(9) (1999).
- [48] Mansour, M., International Journal of Theoretical Physics, 37(12) (1998) 2995.
- [49] Chari, V. and Pressley, A., "A Guide to Quantum Groups". (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [50] Majid, S., "Foundations of Quantum Group Theory". (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [51] Trindade, M.A.S. and Vianna, J.D.M., Physica A, 391 (2012) 3413.
- [52] Korbicz, J.K., Wehr, J. and Lewenstein, M., J. Math. Phys., 50 (2009) 062104.
- [53] Zhang, Y., Jing, N. and Ge, M.L., J. Phys. A: Math. Theor., 41 (2008) 055310.

- [54] Drinfeld, V.G., Sov. Math. Dokl., 27 (1983)68.
- [55] Drinfeld, V.G., Math. Dokl., 28 (1983).
- [56] Artin, E. Abh. Math. Sem. Univ., Hamburg, 4 (1925) 47.
- [57] Abaffy, M., Multipartite Entanglement, Bachelor Thesis, Masaryk University, Faculty of Informatics
- [58] Kauffman, L.H. and Lomonaco Jr., S.J., Proceedings of Symposia in Applied Mathematics, 68 (2010).
- [59] Brylinski, J.L. and Brylinski, R., "Universal Quantum Gates", in Mathematics of Quantum Computation, edited by R. Brylinski and G. Chen, (Chapman & Hall/CRC Press, Boca Raton, Florida, 2002).
- [60] See for Example: Biedenharn, L.C. and Louck, J.D., "Angular Momentum in Quantum Physics: Theory and Application", Encyclopedia of Mathematics and Its Applications 8, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1981).
- [61] See for Example: Biedenharn, L.C. and Lohe, M.A., "Quantum Group Symmetry and q-Tensor Algebras", World Scientific (1995).
- [62] Ohn, C., Lectures in Math. Phys., 25 (1992) 85.
- [63] Lomonaco Jr., S.J., A Rosetta Stone for Quantum Mechanics with an Introduction to quantum computation Version 1.5, arXiv:quant-ph/0007045v1
- [64] Takhtajan, L.A., Lecture Notes in Physics 370 (1990) 3.

# Jordan Journal of Physics

# ARTICLE

# Various Properties of Heavy Quarkonia from Flavor-Independent Coulomb Plus Quadratic Potential

# Anood Al-Oun<sup>a</sup>, Ahmed Al-Jamel<sup>a, b</sup> and H. Widyan<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Physics Department, Al Al-Bayt University, Mafraq 25113, Jordan.

<sup>b</sup>Department of Mathematical and Physical Sciences, College of Arts and Sciences, University of Nizwa, Nizwa, Sultanate of Oman.

Received on: 7/5/2015;	Accepted on: 6/10/2015	

**Abstract:** We examine heavy quarkonia  $(c\bar{c} \text{ and } b\bar{b})$  characteristic properties in the general framework of non-relativistic potential model consisting of a Coulomb plus quadratic potential. The potential parameters are determined by simultaneous fit of the 1*S* states of both  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$  some known experimental values and with the help of Virial theorem, so that the potential is flavor-independent. The obtained results are compared with the corresponding results from Cornell potential and with the available experimental data. The overall agreement with the experimental data is quite good, particularly for the mass spectra.

Keywords: Heavy quarkonia; Mass spectra; Phenomenological potential, QQ-onia package.

# Introduction

Since their discoveries, investigation of heavy quarkonium systems provides us with great tools quantitative for tests of quantum chromodynamics (QCD). For a detailed review of recent progress in heavy quarkonium physics, see e.g. [1, 2]. Because of the heavy masses of the constituent quarks, a good description of many features of these systems can be obtained using non-relativistic models, where one assumes that the motion of constituent quarks is non-relativistic, so that the quark-antiquark described strong interaction is bv а phenomenological potential [1, 2]. There are many potential models that are commonly used to study heavy quarkonium spectra; for instance, Martin, logarithmic and Cornell potentials [1, 3, 4, 5]. Any of these potentials should take into account the two distinctive features of the strong interaction; namely, asymptotic freedom and confinement. It is known that exact analytical solutions of Schrödinger equation are only possible for certain spherical potentials,

particularly when the centrifugal potential is included. Therefore, approximation methods were developed such as supersymmetry and 1/N expansion, and some numerical methods and packages were developed, such as the QQ-onia package that we will use for the purpose of this work [6 - 9].

There are lots of experimental and theoretical previous results in the context of potential model. Most recent experimental findings, such as the discovery of new states of  $(c\bar{c})$  and  $(b\bar{b})$  systems and the determination of various leptonic and  $E_1$  decay widths, motivate researchers to revisit the potential models for these systems. In this work, we will investigate various properties of the  $(c\bar{c})$  and  $(b\bar{b})$  systems, using the QQ-onia package described in [6]. To be specific, the following important physical properties of these systems will be extracted: the mass spectrum M, which is considered the first indication for testing the goodness of the potential model under consideration; the mean

square radius of the state  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ , which is important in the determination of hadronic transition widths [10]; the wavefunction at the origin  $|R(0)|^2$ , which is an important quantity in the evaluation of the production and decay amplitudes within the framework of effective field theory; the average heavy-quark velocity  $\langle v^2 \rangle$ , which is important for the estimation of relativistic corrections, and is beneficial for the non-relativisitc gunatum chromdynamics (NRQCD) formalism, as well as in the estimation of the quarkonium production rate [10], the mass level splitting  $n({}^{3}P_{i})$  and  $n({}^{1}P_{1})$ due to spin-orbital and spin-spin interactions; and the  $E_1$  transition rate  $2({}^3S_1) \rightarrow 1({}^3P_i) + \gamma$ , which is important in determining the strength of the electric dipole transitions and the energy level schemes. The detailed definitions of such terms can be found in [6] and the references therein. Comparison with the available experimental findings and other theoretical calculations will be presented.

#### The Model

Heavy quarkonium systems can be analyzed phenomenologically within the framework of a potential model using the non-relativistic Schrödinger equation. For the purpose of our work, we will use a potential composed of Coulomb plus quardatic or oscillator potential of the form:

$$V(r) = -\frac{a}{r} + br^2,\tag{1}$$

where the potential parameters a and b are usually fixed by fitting the experimentally measured mass spectra of these systems. It has been used by many authors; see for instance [11, 12]. It is considered an applicable candidate to other phenomenological potentials if it can be used to extract the various physical properties of these systems, such as mass spectra, the square of the wavefunction at the origin  $|R(0)|^2$  and the mean square radius  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$  ... etc., which are of great importance for a better understanding of QCD physics. The important part of choosing the form of the potential is that it takes into account the two distinctive features of the strong interaction; namely, asymptotic freedom and confinement. The Coulomb part of Eq. (1) represents the short distances ( $r \le 0.1 \text{ fm}$ ) interaction, which is dominated by the one-gluon exchange, while the second quadratic part represents the confinement.

The potential parameters are determined using the 1S available experimental data for the  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$  simultaneously and the Virial theorem. Using the same fit parameters for  $c\bar{c}$ and  $b\bar{b}$  indicates the flavor-independence of the strong interaction and is evidence for QCD and the standard model, and thus the potential model becomes universal. The expectation value of the energy is:

$$\langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle, \tag{2}$$

and from Virial theorem [13] we have:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \left\langle r \frac{dV}{dr} \right\rangle,\tag{3}$$

then, we obtain:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \frac{a}{\langle r \rangle} + b \langle r^2 \rangle . \tag{4}$$

Hence, Eq. (2) becomes:

$$\langle E \rangle = \frac{-a}{2\langle r \rangle} + 2b\langle r^2 \rangle . \tag{5}$$

Here, we adopted the method used in [14] for the expectation value of linear momentum  $\langle p \rangle \sim \frac{1}{\langle r \rangle}$ . This can also be understood from Bohr's quantization condition  $pr = n\hbar = 1$ 

(for 1S state n = 1 and using natural units  $\hbar \equiv 1$ ). Thus, we may, as an approximation, take  $\langle p \rangle \langle r \rangle \sim 1$ . This recipe gives the correct level spacing for Coulomb and harmonic oscillator potentials as also illustrated in pp (163-164) of [15]. By substituting the above equation in the mass equation [3]:

$$M_{q\bar{q}} = 2m_q + \langle E \rangle, \tag{6}$$

we obtain:

$$M_{q\bar{q}} = 2m_q - \frac{a}{2\langle r \rangle} + 2b\langle r^2 \rangle. \tag{7}$$

Applying the above equation to the 1S ground states of  $(c\bar{c})$  and  $(b\bar{b})$ , we obtain:

$$M_{c\bar{c}}^{exp}(1S) = 2m_c - \frac{a}{2\langle r_c \rangle_{1S}} + 2b\langle r_c^2 \rangle_{1S}$$
(8)

and,

$$M_{b\bar{b}}^{exp}(1S) = 2m_b - \frac{a}{2\langle r_b \rangle_{1S}} + 2b \langle r_b^2 \rangle_{1S}.$$
 (9)

The experimental values of various quantities appearing in the above two equations are tabulated in Table 1. The numerical values for *a* and *b* obtained by solving simultaneously the above two equations are, respectively, approximately 0.279 and 1.722 GeV<sup>3</sup>. These parameters are now used for both  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$  states, and thus the potential model with these parameters is flavor-independent, as expected from QCD [16].

TABLE 1. Values of the parameters used in our calculations [17].

Parameter	Value $(c\bar{c})$	Value $(b\overline{b})$
$m_q$	1.50 GeV	5.18 GeV
$M^{exp}(1S)$	3.096 GeV	9.460 GeV
$\langle r \rangle_{1S}$	0.232 fm	0.131 fm
$\langle r^2 \rangle_{1S}$	0.2025 fm	0.0484 fm

## **Results and Discussion**

In this work, a global Coulomb plus quadratic potential is used to calculate the spin-averaged mass spectra, the square of the wave function at the origins,  $|R^l(0)|^2$  (in GeV<sup>(3+2l</sup>), the mean square radius,  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ , the heavy-quark velocity,  $n({}^{3}P_{j})$  and  $n({}^{1}P_{1})$ , mass, and  $E_{1}[2({}^{3}S_{1}) \rightarrow 1({}^{3}P_{j})$  using QQ-onia package. The potential

parameters were determined using the available 1S state experimental data for both  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$ . We list our results in Tables 2 to 7, and comparisons with the results from Cornell potential and from the available experimental data are shown in these tables.

According to the results, we can conclude that the used model can produce the various properties of  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$  with good agreement. Some of the extracted properties from Cornell potential are in better agreement with the corresponding experimental data, while some other properties or values are obtained with better value from the used model. We believe that for better model of these systems, one should develop a model which is composed from a Coulomb plus a polynomial potential  $V(r) = -\frac{a}{r} + \sum_{n=0}^{2} b_n r^n$ , which will be of our future investigation.

TABLE 2. The spin-averaged mass spectrum for  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$  (in GeV). Experimental data are taken from [17].

State		Mass <i>cc</i>			Mass <i>b</i> $\overline{b}$	
nL	Cornell	This Work	Exp.	Cornell	This Work	Exp.
1S	3.095	3.096	3.096	9.460	9.640	9.460
1P	4.216	4.116	-	9.958	9.980	9.900
2S	3.662	3.662	3.686	10.027	10.027	10.023
1D	3.843	3.843	3.770	10.208	10.208	10.162
2P	3.948	3.948	3.927	10.262	10.310	10.262
3S	4.032	4.032	4.040	10.399	10.399	10.355
4S	4.309	4.309	4.263	10.679	11.40	10.579

TABLE 3.  $|R^l(0)|^2$  (in GeV<sup>(3+2l)</sup>)) for  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$ .

State		сī			$b\overline{b}$	
nL	Cornell	This Work	From [18]	Cornell	This Work	From [18]
1S	1.649	1.240	1.454	14.090	14.310	14.05
1P	-	-	-	2.06	-	-
2S	1.423	1.135	0.927	5.940	6.260	5.668
1D	-	-	-	0.837	-	-
2P	-	-	0.131	2.440	0	2.067
3S	1.197	0.865	0.791	4.276	0	4.271
4S	-	-	-	3.67	-	3.663

TABLE 4. T	The mean	square radius		$\langle r^2 \rangle$	) (in	fm)
------------	----------	---------------	--	-----------------------	-------	-----

State		$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ for $c \bar{c}$			$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ for $b \overline{b}$	
nL	Cornell	This Work	From [19]	Cornell	This Work	From [19]
1S	0.21	0.26	0.47	0.20	0.22	0.20
1P	0.36	0.51	0.74	0.38	0.36	0.39
2S	0.27	0.37	0.96	0.46	0.38	0.48
1D	0.37	0.41	1.00	0.52	0.46	0.53
2P	0.33	0.45	-	0.63	-	0.64
3S	0.32	0.50	1.30	0.71	-	0.72
4S	-	-	1.70	0.91	-	0.92

State		$\langle v^2\rangle$ for $c\bar{c}$			$\langle v^2 \rangle$ for $b\overline{b}$	
nL	Cornell	This Work	From [19]	Cornell	This Work	From [19]
1S	0.261	0.263	0.20	0.096	0.073	0.096
1P	0.285	0.335	0.20	0.065	0.081	0.065
2S	0.271	0.104	0.24	0.078	0.091	0.076
1D	0.289	0.296	0.23	0.067	0.092	0.067
2P	0.273	0.146	-	0.075	-	0.076
3S	0.238	0.336	0.30	0.085	-	0.085
4S	-	-	0.35	0.097	-	0.097

TABLE 5. The heavy-quark velocity  $\langle v^2 \rangle$ .

TABLE 6. n( <sup>3</sup> )	$P_i$ ) and $n({}^1P_1)$	Mass (in	GeV). l	Experimental	data are ta	ken from	[17].
----------------------------	--------------------------	----------	---------	--------------	-------------	----------	-------

State		СĒ			$b\overline{b}$	
nL	Cornell	This Work	Exp.	Cornell	This Work	Exp.
$1^{3}P_{0}$	3.614	3.540	3.484	9.867	9.871	9.860
$1^{3}P_{1}$	3.491	3.537	3.508	9.893	9.895	9.893
$1^{1}P_{1}$	3.250	3.485	3.533	9.900	9.900	9.948
$1^{3}P_{2}$	3.533	3.533	3.557	9.911	9.908	9.913
$2^{3}P_{0}^{-}$	4.007	3.938	3.880	10.236	10.262	10.232
$2^{3}P_{1}$	3.872	3.916	3.900	10.256	10.262	10.255
$2^{1}P_{1}^{1}$	3.614	3.828	3.919	10.262	10.262	10.338
$2^{3}P_{2}$	3.919	3.919	3.939	10.271	10.262	10.269

TABLE 7. $E_1[2(^3S_1) \rightarrow 1(^3$	$P_i$ ] (in keV). Experimental	data are taken from	[17].
--	--------------------------------	---------------------	-------

Final	Width for	: cī	Width for $b\bar{b}$					
J	$E_{\gamma}$	Cornell	This Work	Exp.	$E_{\gamma}$	Cornell	This Work	Exp.
0	162.48	0.32	1.08	-	-	1.47	1.05	1.22
1	129.63	0.49	1.64	-	-	2.25	1.61	2.21
2	110.44	0.51	1.69	-	-	2.23	1.66	2.29

## Conclusion

In this work, various properties of heavy quarkonia ( $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$ ) were calculated using a proposed flavor-independent Coulomb plus quadratic potential; i.e., with the same potential parameters. The potential parameters were approximated by simultaneous fit of the masses of the 1S state of  $c\bar{c}$  and  $b\bar{b}$  using the available experimental data of M,  $\langle r \rangle$  and  $\langle r^2 \rangle$ . The numerical solution of Schrödinger equation to calculate the various properties with the obtained potential model was carried out using the QQ-onia package described in [6]. The results were compared with the corresponding values for the

case of Cornell potential and with the available experimental data. From the obtained results, we may infer that this model can predict the mass spectra, and the results are close to the results from Cornell potential. However, the other properties vary and agree with some and disagree with some others. We think that we must extend our phenomological model as a combined model from Cornell and quadratic potential for better generation of the data. In this case, more potential parameters will be included and thus more experimental data will be used. This will be of our future investigation.

## References

- Brambilla, N. et al., "Heavy Quarkonium Physics", CERN Yellow Report, CERN-(2005)-005, Geneva: CERN, (2005), 487 p.
- [2] Brambilla, N., PoS BORMIO2011, 043 (2011).
- [3] Ikhdair, S.M. and Sever, R., Int. J. Mod. Phys. A, 24 (28 & 29) (2009) 5341.
- [4] Al-Jamel, A. and Widyan, H., Applied Physics Research, 4(3) (2012).
- [5] Roychoudhury, R. and Varshni, Y.P., Phys. Rev. A, 42 (1990) 184.
- [6] Domenech-Garret, J.L. and Sanchis-Lozano, M.A., Comput. Phys. Commun., 180 (2009) 768.
- [7] Morales, D.A., Chem. Phys. Letters, 394 (2004) 68.
- [8] Bag, M. et al., Phys. Rev. A, 46 (1992) 9.
- [9] Pekeris, C.L., Phys. Rev., 45 (1934) 98.
- [10] Patel, B. and Vinodkumar, P.C., J. Phys. G, 36 (2009) 035003.
- [11] Kuchin, S.M. and Maksimenko, N.V., Journal of Theoretical and Applied Physics, 7 (2013) 47.

- [12] Faustov, R.N., Galkin, V.O., Tatarintsev, A.V. and Vshivtsev, A.S., Theor. Math. Phys., 113 (1997) 1530.
- [13] Griffiths, D., "Introduction to Quantum Mechanics", 1<sup>st</sup> edition, (Prentice Hall, 1994).
- [14] Maksimenko, N.V. and Kuchin, S.M., Russian Physics Journal, 54(1) (2011).
- [15] Bowler, M.G., "Femtophysics: A short course on particle physics", (Pergamon Press Inc., 39 5 Saw Mill River Road, Elmsford, New York 1052 3, 1990).
- [16] Martin, B.R. and Shaw, G., "Particle Physics", 3<sup>rd</sup> Edition, (A John Wiley and Sons, Ltd. Publication, 2008).
- [17] Particle Data Group, URL:pdg.lbl.gov/, (2011) AND Nakamura, K. et al. (Particle Data Group), J. Phys. G, 37 (2010) 075021.
- [18] Eichten, E.J. and Quigg, C., Phys. Rev. D, 52 (1995) 1726, arXiv:hep-ph/9503356.
- [19] Eichten, E.J., Gotfried, K., Kinoshita, T., Lane, K. and Yan, T., Phys. Rev. D, 21 (1980) 203.

# Jordan Journal of Physics

# ARTICLE

# Growth and Optical Characteristics of Jordanian Silica Sand Thin Films

# J. M. Khoshman<sup>a</sup>, A. A. Manda<sup>b</sup>, Q. A. Drmosh<sup>c</sup> and M. E. Kordesch<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Department of Physics, Al-Hussein Bin Talal University, Maan 71111, Jordan.

<sup>c</sup> Department of Physics, Center of Research Excellence in Renewable Energy, King Fahd

<sup>1</sup>University of Petroleum & Minerals, Dhahran 31261, Saudi Arabia.

<sup>d</sup> Department of Physics and Astronomy, Ohio University, Athens, Ohio 45701, USA.

Received on: 23/8/2015; Accepted on: 26/10/2015

Abstract: High-purity Jordanian silica sand (J-SiO2) thin films have been grown by RFreactive magnetron sputtering on crystalline Si (100) and quartz substrates at temperature T  $< 52^{\circ}$  C. From the X-ray diffraction observations, it was found that all films have an amorphous nature. The chemical states of oxygen and silicon in the SiO<sub>2</sub> thin films were also investigated by energy-dispersive X-ray (EDX) spectroscopy. The EDX analysis revealed that the films have a nearly stoichiometric composition (Si/O, 73.42%/25.83%). The surface morphology of the as-deposited films was studied using field emission scanning electron microscopy. The films are observed to be dense in nature and uniformly distributed over the surface. Using the Bruggeman effective medium theory, the surface roughness layers were found to be 0.0 - 9.74 nm. By modeling the measured ellipsometric spectra with the Cauchy-Urbach dispersion model, the thicknesses and optical constants of the films were obtained in the ultra violet – infrared range. Refractive indices of the films were determined to be in the range 1.46 - 1.59, while the extinction coefficients were found to be in the range  $9.6 \times 10^{-6} - 0.076$ . Also, the films reveal a high transmittance (90%) and very low reflectance (< 7%) at normal incidence. Hence, the obtained accuracy of the optical constants with the transmittance and reflectance values of the J-SiO<sub>2</sub> films for the spectral range 200 - 2200 nm is of great significance for the design of antireflection optical coatings and silicon-based electronic devices.

Keywords: Silica sand; Sputtering; Ellipsometery; Optical constants; Cauchy-Urbach. PACS: 78.20.-e, 78.66.Jg.

#### Introduction

White silica is another name for silicon dioxide, SiO<sub>2</sub>, and it is applied to quartz sand that conforms to the specifications of which the main composition is SiO<sub>2</sub> > 98%, with very little contaminant contents and heavy minerals of < 0.1% [1, 2]. Impurities are found to be very minor and commonly are clay minerals (e.g. kaolinite and illite), titaniferous minerals, iron oxides and refractory minerals, such as chromites [2].

Silica (SiO<sub>2</sub>) thin films, in their various crystalline (c-SiO<sub>2</sub>;  $\alpha$ -quartz) and amorphous (a-SiO<sub>2</sub>; ultrahigh-purity fused silica) phases, are attractive because of their excellent physical, chemical and optical characteristics [3 – 5]. Owing to their inherent thermal stability and conductivity in the optical transmission window, many of them have been widely studied and fabricated for their potential applications in various industrial fields, such as beam splitters, waveguides, photonic crystal fibers,

<sup>&</sup>lt;sup>b</sup> College of Engineering, University of Dammam, Dammam 31451, Saudi Arabia.

photolithographic photo-masks, optical fiber and telecommunications fibrous thermal insulation [6]. Also, SiO<sub>2</sub> thin films have been one of the most popular gate insulators for lowtemperature (< 400°C) poly-silicon (LTPS) thinfilm transistors (TFT) [7]. Moreover, silica thin films are one of the most used oxide materials for the manufacture of interference multilayer coatings. It is also known as a very high laser damage threshold material with good environmental stability [8 - 10]. In addition, modern nanoscale technology requires the production of nanometer-sized SiO<sub>2</sub> thin films, which are of frequent use in silicon-based electronic devices for passivation and electrical insulation [11 and 12].

Several techniques have been applied for thin film depositions of silica, such as plasmaenhanced chemical vapor deposition (PECVD), dual ion beam sputtering (DIBSP), atomic layer deposition (ALD), ion beam assisted deposition (IBAD), electron beam evaporation (EBE), vacuum arc plasma evaporation (VAPE), sol-gel process (S-GP) and radio frequency-magnetron sputtering (RF-MSP) [7 – 10, 13 – 16]. Among these deposition methods, the RF-MSP has become one of the most common, because it allows fabrication of silica thin films having good coating uniformity across the substrate and controlled microstructure at a low deposition rate as well as at low substrate temperature.

The optical properties of silica films have been the subject of numerous studies [6, 7, 17 – 25]. Due to their technological importance, the spectral measurements have been carried out from VUV to far infrared (IR) wavelengths [6, 17, 18] by various experimental techniques, such as prism method [19], interferometric method [18], Kramers-Kronig (KK) analysis of reflectance data with moderate accuracy [6, 21], successive interference fringes method [22] and spectroscopic ellipsometry [6, 7, 23 - 25].

For Jordanian silica sand (J-SiO<sub>2</sub>) thin films, however, there is as yet no report on the optical properties, within any range of the electromagnetic (EM) spectrum. On the other hand, there are several reports regarding mineral exploration and on the chemical, mechanical and physical properties of the raw, wet sieved and scrubbed fractions of the Jordanian silica sand [1, 2, 26 - 30]. A study which was conducted by the Jordanian Royal Scientific Society (JRSS) on local materials reported that 40% of Jordan's total area is covered by silica sand [1]. Recently, Jalham *et al.* [1] have investigated the behavior of bakelite matrix material reinforced with Jordanian silica sand. Their study was carried out on relatively fine natural sand of different size distributions. The chemical composition of the Jordanian silica sand was found as follows: SiO<sub>2</sub> (97.65%), Na<sub>2</sub>O (0.01%), K<sub>2</sub>O (0.02%), CaO (0.01%), MgO (0.02%), Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0.66%) and  $Al_2O_3$  (0.85%) [1]. However, these studies have revealed that Jordanian-silica sand deposits are very promising and could be utilized for a variety of industrial purposes after upgrading beneficiation processes which require high technologies. Thus, there is a need to do original scientific analysis not only on the chemical components of those materials, but also to measure their structural and optical properties. To the best of our knowledge, there is no systematic experimental or theoretical investigation of the structural and optical properties of the J-SiO<sub>2</sub> materials. This type of characterization along with other previously studied properties [1, 26 - 30] could create a good opportunity to produce high quality Jordansilica sand for different industry applications, such as solar cells, windows (hot and cold), antireflection optical coatings, sensors, glass making and automobile industry

In this work, the fabrication and the optical characteristics of white Jordanian silica sand thin films deposited on crystalline Si (100) and quartz substrates by RF magnetron sputtering at a temperature T < 325 K (52 °C) have been investigated over a wide wavelength range (200 – 2200 nm). The grown films were characterized by X-ray diffraction (XRD), energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDX), spectroscopic ellipsometry (VASE) and UV-VIS-NIR spectrophotometers.

# **Experimental Details**

Jordanian silica sand (J-SiO<sub>2</sub>) deposits are found exposed on the surface of Early Ordovician life and Lower Cretaceous sandstone in the southern parts of Jordan [2, 26]. Geological map at a scale of 1:50,000 covering most of the J-SiO<sub>2</sub>, outcrops in the following areas: Ras En Naqb, Qa'Ed Disa, Petra-Ein El Biada, Wadi Es Siq-Wadi Rakiya and Wadi Gharandal, which was published by the Jordanian-Natural Resources Authority (J-NRA) (see Fig. 1) [2]. Representative samples, as white fine silica sand, were collected from the huge silica sand resources of the Ras En Nagb escarpment (70 km north of Aqaba, Jordan, as shown in Fig. 1) by the Jordanian Natural Resources Authority (J-NRS) [2]. Further, more detailed descriptions and mineralogical information have been presented elsewhere [2, 26 - 30]. The deposition of the samples as thin films was performed by means of an RFmagnetron sputtering technique of pure white fine silica sand (SiO<sub>2</sub>) target of 98% purity in reactive argon plasma with an ultra high purity of 99.999%. Before any deposition, the chamber was evacuated down to  $1.0 \times 10^{-7}$  Torr. The RF- sputtering power during the growth was maintained at 120 W with a reflected power of 4 - 8 W at a working pressure of  $12 \times 10^{-3}$  Torr. The films were deposited on crystalline silicon (100), c-Si (100) and quartz substrates. The substrates were clamped to a thick copper block that limited the temperature during deposition to T < 325 K (52 °C). The substrates were placed parallel to the target, at a distance of 150 mm. The white SiO<sub>2</sub> sand thin films were deposited at a rate of 1 Å /s. The deposition rate and the nominal film thickness were monitored with a quartz crystal thickness monitor.



FIG. 1. Principal silica sand resources in Jordan and location of study area: Ras En Naqb [2].

The structural properties of the white  $J-SiO_2$ sand films were studied using X-ray diffraction (XRD) measurement with Cu K $\alpha$  (1.54 Å) as the incident radiation (Rigaku Geigerflex, 2000 Watts, x-ray diffractometer) operated at a voltage of 40 kV and a current of 30 mA. Energy dispersive x-ray spectroscopy (EDX, JEOL JED-2300) attached to the field emission scanning electron microscope (FE-SEM)) was used to identify the elemental composition of as-deposited white J-SiO<sub>2</sub> sand thin films.

Khoshman et al.

For the determination and analysis of the optical constants (the index of refraction, *n* and the extinction coefficient,  $\kappa$ ), spectroscopic ellipsometry measurements of the white J-SiO<sub>2</sub> sand thin films on c-Si (100) substrates were made using a Variable Angle Spectroscopic Ellipsometr (VASE<sup>TM</sup>, J.A. Woollam Co.) of the rotating analyzer type over a wide wavelength range of 190 – 2200 nm in the air at room temperature [31]. Further details concerning the VASE measurements and analysis with the use of appropriate optical dispersion models for the amorphous semiconductor materials can be found in previous publications [31].

Spectral normal transmittance  $T(\lambda)$  and near normal reflectance  $R(\lambda)$  of the films on quartz substrates were measured in the wavelength range 200 – 2200 nm in air at room temperature, on a computerized double beam solid-spec 3700DUV Shimadzu spectrophotometer equipped with 198851 Barium Sulphate (BaSO<sub>4</sub>) integrating sphere. The SolidSpec-3700DUV is the first UV-VIS-NIR spectrophotometer with three detectors: a photomultiplier tube (PMT) detector for the ultraviolet and visible region; InGaAs and PbS detectors for the near-infrared region [32].

# **Results and Discussion**

Fig. 1 illustrates the XRD pattern of the asdeposited Jordanian white silica sand (J-SiO<sub>2</sub>) thin films on c-Si (100) substrates. It can be clearly seen from the pattern that the J-SiO<sub>2</sub> thin films showed no diffraction peak at any  $2\theta$ diffraction angle  $(10^{\circ} - 100^{\circ})$ , suggesting that the films have an amorphous nature. In addition, no diffraction peaks from impurities, such as Al, Au, Fe and Ca, which are usually found in the silica sand, are detected in the patterns, indicating that the product is of high purity. On the other hand, the XRD patterns of the J-SiO<sub>2</sub> thin films sputtered onto c-Si (100) substrates show two diffraction peaks at  $2\theta = 32.85^{\circ}$  and  $69.57^{\circ}$  with an orientation of (200) and (400), respectively which were due to the crystalline Si (100) substrate. However, amorphous  $SiO_2$  is a key component of metal-oxide semiconductor field-effect transistors, solar cells and optical fibers, all of which are basic elements of modern technology. Practical applications are often limited by various defects that can change the mechanical, electrical and optical properties of the oxide.

The chemical composition of as-deposited white J-SiO<sub>2</sub> thin films was investigated by an energy dispersive X-ray (EDX) analysis. Fig. 3 (a) shows the typical EDX spectrum taken from the white silica sand  $(SiO_2)$  thin films sputtered onto c-Si (100) substrate. The chemical analysis of the sputtered films measured by the EDX analysis shows that only features of Si (weight of 73.22 % and atomic of 61.21%) and O (weight of 25.83 % and atomic of 37.93%) signals have been detected, which indicated that the films are indeed made up of Si and O atoms, and quantitative analysis indicates that the atomic ratio of Si to O is about their stoichiometric ratio. The measured atomic % of elements is found nearly in a ratio of 1:3 for O and Si. respectively. Detecting Si and O atoms confirms a high purity of the prepared films, although we cannot exclude the possible presence of some minor Al (0.65 %) and Au (0.2%) impurities which were not detectable in the XRD spectra (see Fig. 2). The EDX result is found to be in good agreement with the result found for the deposition of SiO<sub>2</sub> films on silicon substrates by flame hydrolysis deposition (FHD) system for photonic device application [33] as well as for SiO<sub>2</sub> nanowires grown by annealing SiO particles on Si substrate [34]. Furthermore, the EDX of the J-SiO<sub>2</sub> thin films gave results in agreement with those from the X-ray photoelectron spectroscopy (XPS) for SiO<sub>2</sub> thin films deposited by atomic layer deposition (ALD) technique onto Boron-doped Si (100) wafers [7]. The surface morphology of the deposited films was also studied using field emission scanning electron microscope at 20 kV with magnification of 150 K. Fig. 3 (b) shows the FE-SEM image of the white J-SiO<sub>2</sub> thin films. This image shows the formation of amorphous  $J-SiO_2$  thin film onto the c-Si (100) substrate. Closely packed small regular structures are clearly visible in this image. Thus, the film is observed to be dense in nature and uniformly distributed throughout the surface. This result was expected, since the samples were deposited at a very low deposition rate (1 Å/s).



FIG. 2. XRD patterns of amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films sputtered onto c-Si (100) substrates.

The optical constants (*n* and  $\kappa$ ) of the amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films are derived from numerical fitting to the experimental data ( $\Psi$  and  $\Delta$ ) of the model structure: air / surface roughness / amorphous SiO<sub>2</sub> / c-Si (100). The optical constants of the crystalline silicon substrate were taken from the literature [36] and were not allowed to vary during the fitting process. The surface roughness, SR, layer was chosen as an over layer to obtain accurate thin film optical constants and a good fit to the experimental data. The SR was modeled using Bruggeman effective medium theory [31] and it was found to be in the range 0.0 - 9.74 nm with different thicknesses as shown in Table I. These values are in good agreement with the FE-SEM image (see Fig. 3 (b)). Since amorphous J-SiO<sub>2</sub> thin films were optically transparent in the spectral region of interest (200 - 2200 nm), the Cauchy - Urbach (CU) dispersion model was then applied to model this region and hence calculate their optical constants. The details about using this model for amorphous transparent semiconductor materials have been reported elsewhere [31].

The measured and simulated VASE data,  $\Psi$  and  $\Delta$ , of 240 nm amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films sputtered onto c-Si (100) over the spectral range 200 – 1350 nm are shown in Fig. 4 (a) and (b). The dashed, dotted and dashed dotted lines represent the experimental data of  $\Psi$  and  $\Delta$  for

angles of incidence  $65^{\circ}$ .  $70^{\circ}$ and  $75^{\circ}$ . respectively. The fitted  $\Psi$  and  $\Delta$  spectra simulated with the best-fit CU model parameters are shown by solid lines in the figure. The fitting was thus done by minimizing the mean square error (MSE) automatically through a Levenberg - Marquardt algorithm by the ellipsometer WVASE32<sup>™</sup> software [31]. Therefore, the CU dispersion model represents adequately amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films and provides a very flexible approach to calculating their optical constants over a wide spectral range 200 - 1350 nm. The wavelength dependence of the refractive index and extinction coefficient for the five films is given in the form of the CU parameters in Table I. The table shows that the values for each fitting parameter in the CU model for all samples are close and the values of the 90% confidence limits are minima, confirming the validity of the model used for the amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films over the entire measured spectral range (200 - 1350 nm). On the other hand, there are very sharp peaks in the dispersion curves of  $\Psi$  ( $\lambda$ ) within the desired wavelength range (see Fig. 4 (a)) at any angle of incidence, indicating that the imaginary part of the complex refractive index,  $n + i\kappa$ , is very small. This result is consistent with the fact that a silica (SiO<sub>2</sub>) thin film is a typical wide bandgap insulator of approximately 9 eV (137 nm) [36, 37].

Sample no. /	1	2	3	1	5
Parameter	1	2	5	7	5
Film thickness	$69.15 \pm 0.079$	$110.66 \pm 0.479$	$130.33 \pm 0.341$	$179.99 \pm 0.309$	$240.22 \pm 0.371$
(nm)	0).10 = 0.079	110.00 - 0.177		177.57 = 0.505	2.0.22 - 0.071
SR thickness	0.00	$5.16 \pm 0.846$	$9.60 \pm 0.654$	$9.74 \pm 0.624$	$6.13 \pm 0.497$
(nm)	1 47 + 0 001	$1.46 \pm 0.001$	1 47 + 0 000	1 40 + 0 000	1 40 + 0 001
A $\mathbf{D} (mm)^2$	$1.4 / \pm 0.001$	$1.40 \pm 0.001$	$1.4 / \pm 0.000$	$1.49 \pm 0.000$	$1.49 \pm 0.001$
B (IIII) $C (nm)^4$	$0.000 \pm 8.9 \times 10$	$0.004 \pm 13.3 \times 10$	$0.004 \pm 9.1 \times 10$	$0.003 \pm 0.8 \times 10$	$0.003 \pm 0.2 \times 10$
C (IIII)	0.00 $0.003 \pm 0.022$	0.00 0.061 + 0.008	0.00 0.081 + 0.021	0.00 0.133 $\pm$ 0.021	0.00 0.107 + 0.012
α β (nm)	$1.801 \pm 0.022$	$1.053 \pm 0.003$	$1.577 \pm 0.429$	$0.133 \pm 0.021$ 1 429 ± 0.098	$1140 \pm 0.054$
$\gamma$ (nm)	200	200	200	200	200
MSE	0.87	1.53	0.96	1.79	1.35
	Intensity (arb. units)	a morphous	J-SiO <sub>2</sub> thin film/c-Si (	(100) - - - - - - - - - - - - - - - - - -	
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 Energy (keV)					
	SEM HV: View field:	20.0 kV WD: 11.24 mm 1.93 um Det: SE	500 nm	(b) Lyras tescan	

TABLE I. Values of different parameters for amorphous J-SiO<sub>2</sub> thin films determined by the VASE in the wavelength range 200 -1350 nm. The 90 % confidence limits are given by  $(\pm)$ .

FIG. 3. (a) EDX spectrum of amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films sputtered onto c-Si (100). (b) Top surface view of the FE-SEM image of the 240 nm amorphous J-SiO<sub>2</sub> thin film sputtered onto c-Si (100) substrate.

SEM MAG: 150 kx


FIG. 4. Experimental and fitted ellipsometric parameters (a)  $\psi$  and (b)  $\Delta$  for amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin film of 240 nm thick sputtered onto c-Si (100). The dashed, dashed dotted and dashed dotted dotted lines represent the experimental data of the  $\psi$  and  $\Delta$ , while the solid line is the model fit for angles of incidence, 65°, 70° and 75°.

Fig. 5 shows the dispersion curves of the optical constants, the refractive index, n ( $\lambda$ ) and the extinction coefficient  $\kappa$  ( $\lambda$ ), obtained from the fitted Cauchy-Urbach model (see Fig.4 (a) and (b)), for the amorphous white silica sand (SiO<sub>2</sub>) thin films with different thicknesses deposited

onto c-Si (100) substrates in the wavelength range of 200 -1350 nm. The obtained accuracy of the optical constants of the films in the wavelength region from 0.20 µm to 1.4 µm is of great importance for the design of high quality coatings, such as ultra-low loss coating, because they are closely related to the electronic polarizability of ions and the local field inside materials [36]. As can be seen, the refractive index and the extinction coefficient decrease monotonically with increasing the wavelength of the incident light over the desired spectral range. In addition, the extinction coefficient is negligible in the VIS and near-IR regions, indicating that the films are transparent within those regions. Also, the spectral dependence of the extinction coefficient shows a little absorption when the wavelength is smaller than 300 nm (4.13 eV, UV region). Thus, the films could show significant absorption in the VUV region, where the bandgap energy is about 9 eV [36, 37]. The refractive indices and the extinction coefficients of the amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films were determined to be in the range 1.46 - 1.59 and  $9.6 \times 10^{-6} - 0.076$ , respectively. Moreover, it is clearly seen from the figure that the optical constants show little dependence on the film thickness, and the difference between the values of the refractive indices and the extinction coefficients of the studied samples with different thicknesses becomes smaller at shorter wavelengths; whereas

it becomes very obvious with the VIS and near-IR regions (see Fig. 5). However, the variations of the optical constants of the studied films are found to be less than 0.04 for the refractive indices and less than  $3.8 \times 10^{-3}$  for the extinction coefficients. These variations become more significant with decreasing thickness at longer wavelengths. In general, the optical constants of films are assumed to be constant regardless of film thickness in any conventional optical design. However, this assumption is not valid when the film thickness in the optical design becomes very small (ultra-thin film) and it is still applicable for bulk materials [38, 39]. Hence, the variations could be explained by the Bruggman effective medium theory's [38, 39] correlation with the film growth and the structure variation [40]. In addition, the grain's sizes, shape of the islands, long-range order in thicker films, the substrate, the deposition conditions and different void fractions significantly alter the effective optical constants [41]. Also, that variation (< (0.04) in the values of the optical constants could be attributed to the different values of the surface roughness layers, which are in the range of 0.00 - 9.74 nm as shown in Table I.



FIG. 5. The fitted spectroscopic dispersion of the optical constants (index of refraction and extinction coefficient) obtained from the CU model for amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films with different thicknesses sputtered onto c-Si (100) substrates.



FIG. 6. (a) Experimental and fitted ellipsometric spectra:  $\psi$  and  $\Delta$  of amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin film sputtered onto c-Si(100) for angles of incidence of 65°, 70° and 75° obtained from the Cauchy model. The fitted model parameters: A = 1.464 ± 0.002, B = 0.0347 ± 0.003 and C = 0. The thickness of the film as an extra fitting parameter is 68.31 ± 0.094 nm. The 90 % confidence limits are given by (±). (b) The fitted spectroscopic dispersion of the refractive index of the SiO<sub>2</sub> thin film.

Due to no absorption or little absorption,  $\kappa$  is almost zero, when  $\lambda > 900$  nm (see Fig. 5), it is appropriate to apply the Cauchy layer for the calculation of the refractive index of the films over the spectral range 1300 – 2200 nm. The measured and simulated SE data with the best-fit Cauchy model parameters of a 69 nm amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin film sputtered onto c-Si(100) over the spectral range 1300 – 2200 nm for angles of incidence of  $65^{\circ}$ ,  $70^{\circ}$  and  $75^{\circ}$  are shown in Fig. 6 (a). Fig. 6 (b) shows the calculated refractive index and the values of the fitting parameters with the 90% confidence limits of a 70 nm amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin film deposited onto c-Si (100). Refractive indices of the films with different thicknesses in this study were found to be in the range 1.470 -1.484.

As has been mentioned previously, optical constants for silica (SiO<sub>2</sub>) sand thin films have been previously reported [6, 10, 17 - 25]. However, to the best of our knowledge, there are currently no systematic reports on the optical constants of amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin films over a wide wavelength range. Hence, it is worth discussing and comparing the refractive indices and extinction coefficients results measured in this work within the context of other available literature on the subject, in order to accurately model, design and analyze the films to be used in optoelectronic devices. The refractive index of the SiO<sub>x</sub> films as a function of the growth temperature was investigated by López et al. [24]. In their study, a variation in the refractive index from 1.4 to 2.2 was measured when the growth temperature was increased from 1150°C to 1400°C. This variation has been related to a change of the silicon excess in SiO<sub>x</sub> films. Also, SiO<sub>2</sub> films were prepared by atomic layer deposition technique at 350°C - 400°C and characterized for being applied as a gate insulate of low-temperature polysilicon thin film transistors by Lee et al. [7]. They found that the refractive index increased gradually with increasing growth temperature to reach a maximum value of  $1.46 \pm 0.01$  at 400 °C. Refractive indices for the SiO<sub>2</sub> thin films deposited on Si and glass by e-beam evaporation under different substrate temperatures (25 °C -250 °C) were measured by the VASE technique over a wavelength range of 300 - 1300 nm [14]. For substrate surface deposition temperatures of room temperature and 150 ° C, they were found to be in the range of 1.44 to 1.48. The refractive index of the  $SiO_2$  was in the range of 1.46 -1.50 at substrate temperatures from 200 °C to 250 °C. The highest refractive index of the films was attributed to the lowest roughness results. An interferometric method was used to determine the refractive index of silica glass (Suprasil 2,  $\sim$ 1000 ppm OH-content) in the infrared wavelength range (i.e., 3 to 6.7 µm) by IR spectroscopy [21, 22]. The refractive index was described with a three-term Sellmeier equation and it was found to be in the range 1.15 - 1.43. The optical constants of the bulk Suprasil 1 amorphous silica, which has very high OH content (up to 1200 ppm level), were determined bv VUV-spectroscopy and spectroscopic ellipsometry within the photon energy range of 0.7 to 8 eV (i.e., 155 – 1240 nm) [23]. The index of refraction and the extinction coefficient values for Suprasil 1 amorphous SiO<sub>2</sub> were found in the

range n = 1.45 - 1.72 and  $\kappa = 0.00 - 0.0002$ . Kitamura et al. [6] have reviewed most of the experimental and theoretical determinations of the optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared (30 nm - 1000 µm) at near room temperature. In their critical review, they report that silica glass is effectively opaque for wavelengths shorter than 200 nm and larger than  $3.5 - 4.0 \mu m$ . Strong absorption bands are observed below 160 nm due to the interaction with electrons, absorption by impurities and the presence of OH groups and point defects. Recently, the optical constants of amorphous SiO<sub>2</sub> films sputtered onto crystalline Si (110) substrates and thermally treated with the annealing temperature of 550°C were calculated from spectroscopic ellipsometry throughout a graded Cauchy model as the fitting model in the wavelength range 200 - 2500 nm [42]. The refractive index was calculated by reflectance spectra and ellipsometry data fit methods and it was found to be 1.45 - 1.55; whereas the films showed high absorption in the infrared region with the maximum value of the extinction coefficient of 2.6 at 2400 nm. The actual values of the optical constants of the silica thin films can vary considerably due to the degree of crystallinity, preparation conditions such as substrate and substrate temperature and to the presence of impurities, point defects, as well as to the experimental uncertainties and approximations in the retrieval methods [6].

Fig. 7 illustrates the spectral normal transmittance T ( $\lambda$ ) and near normal reflectance R ( $\lambda$ ) of the amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin film sputtered on quartz substrate in the spectral range 200 - 2200 nm. In Fig. 7, the film exhibits a high transmittance (about 90%) and very low reflectance (< 7%) within the VUV-VIS and NIR regions. Comparison of the reflectance and the transmittance results also shows an excellent agreement with the reported data in the literature [20, 21 and 41]. For example, Tan et al. [23] showed that the Suprasil 1 amorphous SiO<sub>2</sub> exhibited very low reflectivity (< 8 %) and good transparency (82% - 92%) over the spectral range of 180 - 1240 nm. Consequently, amorphous white silica sand thin films could be a potential candidate as an optical material for transparent optoelectronic devices, such as antireflection (AR) optical coatings and ultralow loss coating.



FIG. 7. Normal transmittance  $T(\lambda)$  and reflectance  $R(\lambda)$  for the amorphous white J-SiO<sub>2</sub> thin film of 300 nm thickness sputtered onto a quartz substrate.

#### Conclusions

Amorphous J-SiO<sub>2</sub> thin films have been successfully fabricated from white fine silica sand on c-Si (100) and quartz substrates by using the RF-magnetron sputtering technique. The EDX analysis reveals the chemical bonding states of silicon and oxygen in the surface of the films. Using the FE-SEM images, the asdeposited films are homogeneous and continuous with an excellent agreement with the results of the analysis of the surface roughness layers (0.0 -9.74 nm) throughout the Bruggeman effective medium theory. The optical constants and the thicknesses of the films were simultaneously determined using the VASE via the Cauchy-Urbach model. It has been shown that the CU model represents adequately amorphous J-SiO<sub>2</sub> thin films over a spectral range of 200 - 2200

### References

- [1] Jalham, I. S. and Al-Refaie, A., Jordan Journal of Civil Engineering, 4 (2010) 417.
- [2] Natural Resources Authority, NRA, Annual Reports-Analytical Mining Sector Study in Jordan:

http://www.nra.gov.jo/index.php?id=37&opti on=com\_content&task=view nm. At normal incidence, the films exhibit a high transmittance (about 90%) and very low reflectance (< 7%) within the VUV-VIS-IR regions. Therefore, the sputtered amorphous J-SiO<sub>2</sub> films could have a profound importance for new applications in the field of optoelectronic devices, such as broadband antireflection optical coatings, ultra-low loss coatings and glass making.

#### Acknowledgments

The authors would like to thank the members of the Jordanian Natural Resources Authority (JNRA) for their assistance with the sample collection as a raw material from Ras En Naqb area.

- [3] Gonella, F. and Mazzoldi, P., "Metal Nanocluster Composite Glasses", in: Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology, H.S. Nalwa ed., Vol. 4, (Academic Press, S. Diego, 2000), p. 81-158.
- [4] Lee, J.H., Pham, T.T., Kim, Y.S., Lim, J.T., Kyung, S.J. and Yeom, G.Y., J. Electrochem. Soc., 155 (2008) D163.

- [5] Yu, D.P., Hang, Q.L., Ding, Y., Zhang, H.Z., Bai, Z.G., Wang, J.J., Zou, Y.H., Qian, W., Xiong, G.C. and Feng, S.Q., Appl. Phys. Lett., 73 (1993) 3076.
- [6] Kitamura, R., Pilon, L. and Jonasz, M., Appl. Opt., 46 (2007) 8118.
- [7] Lee, W.J., Chun, M.H., Cheong, K.S., Park, K.C., Park, O., Cao, G. and Rha, S.K., Solid State Phenomena, 124-126 (2007) 247.
- [8] Gallais, L., Krol, H., Natoli, J.Y., Commandré, M., Cathelinaud, M., Roussel, L., Lequime, M. and Amra, C., Thin Solid Films, 515 (2007) 3830.
- [9] Dennler, G., Houdayer, A., Ségui, Y. and Wertheimer, M.R., J. Vac. Sci. Technol. A, 19 (2001) 2320.
- [10] Wang, J. and Maier, R.L., Proc of SPIE, 5870 (2005) 58700E.
- [11] Conley, J.F. and Lenaham, P.M., Appl. Phys. Lett., 62 (1993) 40.
- [12] Yi, L.X., Heitmann, J., Scholz, R. and Zacharias, M., J. Phys.: Condense Matter, 15 (2003) S2887.
- [13] Minami, T., Utsubo, T., Yamatani, T., Miyata, T. and Ohbayashi, Y., Thin Solid Films, 426 (2003) 47.
- [14] Song, M.K., Yang, W.S., Kwon, S.W., Song, Y.S., Cho, N.I. and Lee, D.Y., J. Korean Ceramic Soc., 45 (2008) 524.
- [15] Rahman, I.A. and Padavettan, V.J., Nanomaterials, 2012 (2012) 1.
- [16] Robertson, J., "The Physics and Technology of Amorphous SiO<sub>2</sub>", R.A.B. Devine, ed., (Plenum, New York, 1998), p. 91.
- [17] Lamy, P.L., Appl. Opt., 16 (1977) 2212.
- [18] Philipp, H.R., J. Appl. Phys., 50 (1979) 1053.
- [19] Malitson, I.M., J. Opt. Soc. Am., 53 (1965) 1205.
- [20] Philipp, H.R., "Handbook of Optical Constants of Solids", E.D. Palik, ed., (Academic Press, New York, 1985), p. 749.
- [21] Tan, C.Z., J. Non-Cryst Solids, 223 (1998) 158.
- [22] Tan, C.Z. and Arndt, J., J. Phys. Chem. Solids, 62 (2001) 1087.
- [23] Tan, G.L., Lemon, M.F., Jones, D.J. and French, R.H., Phys. Rev. B, 72 (2005) 205117.

- [24] López, J.A., López, J.C., Valerdi, D.E., Salgado, G.G., Becerril, T.D., Pedraza, A.P. and Gracia, F.J., Nanoscale Res. Lett., 7 (2012) 604.
- [25] Joshi, B.N. and Mahajan, A.M., Mater. Sci. Semicond. Process, 13 (2010) 41.
- [26] Alali, J., Ph.D. Thesis, Nottingham University, (2001), U.K.
- [27] Almomany, A.H. and Jalham, I.S., Emirates J. Eng. Res., 4 (1999) 32.
- [28] Jalham, I.S., Emirates J. Eng. Res., 8 (2003) 21.
- [29] Jalham, I.S., Dirasat: Eng. Sci., 26 (1999) 241.
- [30] Jalham, I.S., Dirasat: Eng. Sci., 31 (2004) 118.
- [31] Khoshman, J.M. and Kordesch, M.E., J. Non-Cryst. Solids, 351 (2005) 3334.
- [32] Khoshman, J.M., Manda, A.A. and Kordesch, M.E., Thin Solid Films, 578 (2015) 139.
- [33] Bange, J.P., Patil, L.S. and Gautam, D.K., Prog. Electromagnetics Res. M, 3 (2008) 165.
- [34] Kumar, R. and Thakur, N., Optoelectron. Adv. Mater.–Rapid Commun., 3 (2009) 343.
- [35] Herzinger, C.M., Johs, B., McGahana, W.A., Woollam, J.A. and Paulson, W., J. Appl. Phys., 83 (1998) 3323.
- [36] Dung, M.X., Lee, J.K., Soun, W.S. and Jeong, H.D., Bull. Korean Chem. Soc., 31 (2010) 3593.
- [37] Nichols, T., Li, W., Pei, D., Antonelli, A., Lin, Q., Banna, S., Nishi, Y. and Shohet, L., J. Appl. Phys., 115 (2014) 094105.
- [38] Sun, X., Hong, R., Hou, H., Fan, Z. and Shao, J., Thin Solid Films, 515 (2007) 6962.
- [39] Kovalenko, S.A. and Lisitsa, M.P., Semiconductor Physics: Quantum Electronics & Optoelectronics, 4 (2001) 352.
- [40] Charton, C. and Fahland, M., Surf. Coat. Technol., 174 -175 (2003) 181.
- [41] Del Pozo, J.M. and Diaz, L., Solid State Commun., 87 (1993) 5.
- [42] Yi-Qin, J., Yu-Gang, J., Hua-Song, L., Li-Shuan, W., Dan-Dan, L., Cheng-Hui, J., Rong-Wei, F. and De-Ying, C., Chin. Phys. Lett., 31 (2014) 046401.

- [26] Al-Kazwini, A.T. and Hasan, M.A., J. Radiol. Port., 23 (2003) 439.
- [27] Binesh, A., Mohammadi, S., Mawlavi, A.A. and Parvaresh, P., Environmental Research Journal, 5(1) (2011) 1.
- [28] Najam, L.A., Tawfiq, N.F. and Younis, E.M., American Journal of Modern Physics, 3(6) (2014) 257.
- [29] Abdallaha, S.M., Habibb, R.R., Nuwayhida, R.Y., Chatilac, M. and Katuld, G., Radiat. Meas., 42 (2007) 298.
- [30] Cosma, C., Moldovan, M., Dicu, T. and Kovacs, T., Radiat. Meas., 43(8) (2008) 1423.
- [31] Abu-Murad, K.M., Diabat, A.E. and Gharaiba, S.H., Abhath Al-Yarmouk, Basic Sci. & Eng., 12(1) (2003)13.
- [32] سعيد، قصي رشيد، الوقاية من الإشعاع والتلوث، منشورات الطاقة الذرية العراقية (1986).
- [33] Singh, P., Rana, N.P.S., Azam, A., Naqvi, A.H. and Srivastava, D.S., Radiat. Meas., 26(5) (1996) 683.
- [34] Botezatu, E. and Clain, L., J. of Hyg. and Pub. Health, 44 (1-2) (1994) 19.

- [16] Al-Bataina, B.A., Tarawneh, S. and Lataifeh, S.M., Abhath Al-Yarmouk, Basic Sci. & Eng., 12(1) (2003) 221.
- [17] Michael, E.K., Micheal K.K. and Robert, E.D., Health Physics, 70 (1996) 358.
- [18] Al-Doorie, F.N., Heaton, B. and Martin, C.J., J. Environ. Radioactivity, 18 (1993) 163.
- [19] Segovia, N. and Bulbulian, S., Revista, Mexican De Fisica, 38 (1992) 242.
- [20] Espinosa, G., Golzarri, J.J. and Cotes, A., Nucl. Tracks Radiat. Meas., 19 (1991) 305.
- [21] Ryan, T.P., Sequeira, S., Mekittrick, L. and Colan, P.A., Radiological Protection Institute of Ireland (2003).
- [22] Senior, L.A., Water-Resources Investigation Report (1998) 98.
- [23] Andersen, C.E., Proceedings of Nordic Society for Radiation Protection 12<sup>th</sup> Ordinary Meeting, Skagen (DK), Aug. (1999) 105.
- [24] Tawfiq, N.F., Al-Saji, A.W. and Kadim, K.A., Fourth Symposium on Use of Nuclear Techniques in Environmental Studies, 13-15 Sep. (2004).
- [25] Ren, T., Shang, B., Yu, Y. and Guo, H., Laboratory of Industrial Hygiene, Ministry of Public Health, China (1994).

#### الاستنتاجات

إن تراكيز الرادون Rn<sup>222</sup> في عينات المياه الطبيعية من مصادر متنوعة في محافظة نينوى بلغت 1.133 Bq.L<sup>-1</sup> بمعدل 1.758 Bq.L<sup>-1</sup>، باستثناء ماء المطر؛ إذ بلغ تركيز الرادون فيه أعلى مستوى له. إن قيم الفعالية تزداد غالباً مع العمق الذي توجد عنده المياه، وإن هذه التراكيز ظهرت أقل من المستوى المسموح به من الوكالة الدولية للطاقة الذرية البالغ 1-18 Bq.L.

أظهر استخدام تقنيتى كاشف الأثر النووي الصلب SSNTD وطيف كاما بكاشف الجرمانيوم عالى النقاوة HPGe لإيجاد تراكيز اليورانيوم نتائج تكاد تكون متطابقة، وهذا يؤكد الكفاءة الجيدة للكواشف النووية الصلبة، فضلاً عن إمكانية استخدامها للمستويات المنخفضة من الإشعاع. لقد ظهرت تراكيز اليورانيوم 238U في عينات المياه بشكل عام أقل من أعلى تركيز مسموح به لليورانيوم المذاب في ماء الشرب البالغ pp00 ppb بحدود 90 مرة. كذلك فان <sup>226</sup>Ra تىاىنت الراديوم تراكيز بين <sup>40</sup>K والبوتاسيوم (2.29-4.80) x10<sup>-5</sup> ppb بين <sup>214</sup>Bi (6.525-10.125), والبزموث Bq.L<sup>-1</sup> بين

Bq.L<sup>-1</sup> (5.179-9.446) Bq.L<sup>-1</sup>، وهذه القيم أقل من القيم المسموحة أيضاً. وبسبب قلة ذوبانية الثوريوم <sup>232</sup>Th في المياه، فإنها قد تجعل تراكيزه قليلة جداً فيها مقارنة باليورانيوم، لذا لم نتمكن من حسابها.

ولانخفاض مستوى تراكيز الرادون في المياه في هذه الدراسة، نجد أن الجرعة السنوية المؤثرة قليلة أيضاً وتساوي <sup>1</sup> μsv.y<sup>-1</sup> في حالة التناول و<sup>1</sup> μsv.y<sup>-1</sup> في حالة الاستنشاق مقارنة بالحد الطبيعى المسموح به البالغ <sup>1</sup> msv.y<sup>-1</sup>).

إن نتائج هذه الدراسة فيما يخص تراكيز الرادون <sup>222</sup>Ra والنظائر المشعة الأخرى كالراديوم <sup>238</sup> و واليورانيوم U<sup>38</sup><sup>23</sup> والبوتاسيوم <sup>40</sup>K في المياه الطبيعية السطحية منها والعميقة في محافظة نينوى في العراق تظهر بشكل عام أنَ القيم التي حصلنا عليها هي أقل من المستويات المسموحة التي حددتها الوكالة الدولية للطاقة الذرية والوكالة الأمريكية للبيئة (USEPA)، مما يعطي مؤشراً على عدم وجود خطورة أو تلوث إشعاعي في المياه في محافظة نينوى.

- [9] الجنابي، موسى ومحمد، وهاب أحمد، "مصادر الإشعاع والجرع الإشعاعية"، (منشورات منظمة الطاقة الذرية العراقية، (1990).
- [10] Wise Uranium Project, Uranium Radiation Properties. Vienna, May 26 (2002),
- [11] Al-Bataina, B.A., Ismail, A.M., Kullab, M.K., Abumurad, K.M. and Mustafa, H., Radiat. Meas., 28(1-6) (1997) 591.
- [12] Cross, F.T., Harley, N.H. and Hofmann, W., Health Physics, 48 (1985) 649.
- [13] Richard, B.F. and Chu, F., 8<sup>th</sup> Edition: CD-ROM, Coral M. Baglin, Editor, (Lawrence Berkely National Laboratory, University of California, 1999).
- [14] البارودي، هناء إحسان حسن، أطروحة دكتوراه، قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة الموصل (2004).
- [15] EPA. United State Environmental Protection Agency. Washington, DC: Environmental Protection Agency, EPA 520/1-88-025. (1988).

- Fews, A.P. and Henshaw, D.L., Phys. Meth. Biol., 28(5) (1983) 459.
- [2] Information Sheet, United Kingdom National Radiation Protection Board (2002). http://www.nrpb.org.
- [3] Nikeizic, D., Biaxeras, C. and Kostic, D., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Research, A373 (1996) 290.
- [4] Kemski, J., Klingel, R., Siehl, A. and Valdivia-Manchego, M., Environ.Geol., 56 (2009) 1269.
- [5] Cinelli, G., Tondeur, F. and Dehandschutter, B., Environ. Earth Sci., 62 (2011) 809.
- [6] Borgoni, R., Tritto, V., Bigliotto, C. and De Bartolo, D., Int. J. Environ. Res. Public Health, 8 (2011) 1420.
- [7] Jonsson, G., Radiat. Meas., 25(1-4) (1995) 537.
- [8] Jonsson, G., Radiat. Meas., 28(1-6) (1997) 695.

### المراجع

### الجرعة السنوية المؤثرة

يلاحظ من الجدول (10) أن أقل قيمة للجرعة السنوية المؤثرة (Annual Effective Dose) في حالة تناول لتر واحد من الماء في اليوم بلغت أعلى قيمة لها واحد من الماء في اليوم بلغت أعلى قيمة لها  $^{1}$ وبعد 24 µsv.y<sup>1</sup> (ماء المطر)، وأقل قيمة لها  $^{1}$ وبعد 4.4 µsv.y<sup>1</sup> (ماء خام من مشروع وانة)، فيما بلغت لحالة الاستنشاق بحدود  $^{1}$ وبعد 2.30 µsv. بوصفها أعلى قيمة و  $^{1}$ وبعد 2.30 µsv. العينات نفسها (30 و $^{2}$ ) على التوالي. أما معدل الجرعة العينوى فقد بلغ  $^{1}$ وبعد الدراسة عموماً في محافظة نينوى فقد بلغ  $^{1}$ وبعد  $^{2}$ . (2-20) msv. الطبيعية البالغة  $^{1}$ -2.20 (2-2) [3].

ونُذُكر في هذا المجال أنه تم اعتماد طريقة المقارنة مع نتائج المرجع [26] في حساب الجرعة السنوية المؤثرة للرادون. فقد وجد أن كل <sup>1</sup>-116.6 Bq.L من تركيز الرادون يعادل جرعة سنوية مؤثرة مقدارها 20 μsv.y<sup>-1</sup> في حالة التناول، و<sup>1</sup> عربي 320 في حالة الاستنشاق، على أساس أن الفرد يتناول أو يستنشق لتراً واحداً من الماء في اليوم الواحد. من هذه المقارنة، يمكن الحصول على معامل التحويل (Conversion Factor) الذي يساوي <sup>1</sup>-μsv.y.Bq<sup>-1</sup> في حالة التناول وا<sup>2</sup>-m<sup>-1</sup>.m<sup>-3</sup>

الجدول (10): تركيز الرادون Rn<sup>222</sup> في عينات المياه الطبيعية والجرعة السنوية المؤثّرة للرادون.

الجرعة السنوية	الجرعة السنوية	تركيز		الجرعة السنوية	الجرعة السنوية	تركيز	
المؤثرة للرادون	المؤثرة للرادون	الرادون في	رقم	المؤثرة للرادون	المؤثرة للرادون	الرادون في	رقم
لحالة الاستنشاق	لحالة التناول	العيِّنات	العبنة	لحالة الاستنشاق	لحالة التناول	العيِّنات	العبنة
Deff	Deff	C <sub>W</sub>		Deff	$D_{eff}$	C <sub>W</sub>	<u> </u>
(µsv y <sup>-1</sup> )	(µsv y <sup>-1</sup> )	$(\operatorname{Bq} L^{-1})$		(µsv y <sup>-1</sup> )	(µsv y <sup>-1</sup> )	$(\operatorname{Bq} L^{-1})$	
2.69	5.16	0.981	$R_{18}$	3.09	5.92	1.127	$\mathbf{R}_1$
2.82	5.41	1.029	$R_{19}$	2.84	5.45	1.036	$R_2$
2.85	5.46	1.039	$R_{20}$	2.73	5.22	0.993	$R_3$
3.44	4.67	0.888	$R_{21}$	3.28	6.29	1.196	$R_4$
2.32	4.45	0.847	R <sub>22</sub>	2.30	4.40	0.838	$R_5$
3.26	6.24	1.188	$R_{23}$	3.42	6.55	1.246	$R_6$
3.84	7.36	1.401	$R_{24}$	3.27	6.27	1.193	$R_7$
2.79	5.33	1.015	R <sub>25</sub>	2.86	5.48	1.043	$R_8$
2.91	5.57	1.060	R <sub>26</sub>	2.79	5.35	1.018	R <sub>9</sub>
2.99	5.27	1.088	R <sub>27</sub>	3.21	6.15	1.170	$R_{10}$
2.98	5.71	1.087	R <sub>28</sub>	2.92	5.59	1.063	<b>R</b> <sub>11</sub>
3.53	6.77	1.288	R <sub>29</sub>	2.68	5.13	0.976	R <sub>12</sub>
4.82	9.24	1.758	R <sub>30</sub>	2.77	5.31	1.010	R <sub>13</sub>
2.84	5.44	1.035	R <sub>31</sub>	2.90	5.56	1.058	R <sub>14</sub>
2.83	5.42	1.031	R <sub>32</sub>	4.08	7.81	1.485	<b>R</b> <sub>15</sub>
3.05	5.84	1.112	R <sub>33</sub>	3.78	7.24	1.378	R <sub>16</sub>
3.06	5.86	1.115	R <sub>34</sub>	2.92	5.59	1.063	R <sub>17</sub>



الشكل (4): تركيز البوتاسيوم <sup>40</sup>K في عينات المياه الطبيعية بتقنية HPGe مقارنة بدراسات أخرى.



الشكل (5): تركيز البزموث <sup>214</sup>Bi في عينات المياه الطبيعية بتقنية HPGe مقارنة بدراسات أخرى.

	معدّل تركيز البزموث Bi (Bq L <sup>-1)214</sup> Bi)	معدل ترکیز البوتاسیوم (Bq L <sup>-1) 40</sup> K	نوع المياه	ت
	7.241	8.724	مياه سطحية/ خام	1
	6.397	8.424	مياه سطحية/ نقية	2
	7.668	8.975	أبار جوفية وعيون نقية	3
	8.095	9.429	مياه معدنية	4
	8.158	8.482	مياه أمطار	5
_	7.512	8.684	المياه عموماً (المعدل)	

الجدول (9): تركيز البوتاسيوم 40K في أنواع مختلفة من عيِّنات المياه الطبيعية.

تركيز البزموث <sup>214</sup> Bi	تركيز البوتاسيوم <sup>40</sup> K	رقم	تركيز البزموث <sup>214</sup> Bi	تركيز البوتاسيوم <sup>40</sup> K	رقم
$C_{Bi} \left( Bq \ L^{-1} \right)$	$C_{K}(Bq L^{-1})$	العيّنة	$C_{Bi} \left( Bq L^{-1} \right)$	$C_K(Bq L^{-1})$	العيّنة
$5.480 \pm 0.405$	$8.308 \pm 0.324$	$R_{18}$	$7.551\pm0.498$	$9.043\pm0.217$	$\mathbf{R}_1$
$6.628 \pm 0.411$	$9.229 \pm 0.286$	$R_{19}$	$6.376\pm0.516$	$7.429 \pm 0.26$	$R_2$
$5.179 \pm 0.528$	$6.819\pm0.259$	$R_{20}$	$6.671\pm0.581$	$9.112\pm0.264$	$R_3$
$6.526 \pm 0.522$	$9.035\pm0.316$	$R_{21}$	$7.324\pm0.558$	$8.798 \pm 0.273$	$R_4$
$6.113 \pm 0.495$	$8.295\pm0.357$	$R_{22}$	$7.986 \pm 0.631$	$9.006\pm0.351$	$R_5$
$7.803\pm0.515$	$8.562\pm0.265$	$R_{23}$	$7.288 \pm 0.663$	$8.181\pm0.352$	$R_6$
$5.818\pm0.564$	$8.192\pm0.336$	$R_{24}$	$7.819\pm0.516$	$9.381\pm0.272$	$R_7$
$7.857\pm0.519$	$8.993 \pm 0.243$	$R_{25}$	$7.089 \pm 0.744$	$9.739\pm0.477$	$R_8$
$6.419\pm0.629$	$9.057\pm0.299$	$R_{26}$	$6.472\pm0.602$	$7.802\pm0.281$	R <sub>9</sub>
$8.099 \pm 0.462$	$9.364\pm0.225$	$R_{27}$	$6.746\pm0.573$	$8.969 \pm 0.323$	$R_{10}$
$8.029 \pm 0.473$	$9.235\pm0.212$	$R_{28}$	$7.691\pm0.499$	$8.941\pm0.250$	$R_{11}$
$7.964\pm0.454$	$9.354\pm0.206$	R <sub>29</sub>	$5.614\pm0.73$	$6.525\pm0.307$	$R_{12}$
$8.158 \pm 0.498$	$8.482 \pm 0.280$	$R_{30}$	$8.200\pm0.902$	$9.722\pm0.486$	$R_{13}$
$7.283\pm0.459$	$7.217\pm0.253$	$R_{31}$	$5.855\pm0.556$	$9.799\pm0.314$	$R_{14}$
$8.195\pm0.557$	$8.919\pm0.268$	$R_{32}$	$9.446\pm0.680$	$10.125 \pm 0.324$	$R_{15}$
$7.862\pm0.550$	$9.041\pm0.262$	R <sub>33</sub>	$6.875\pm0.612$	$8.807 \pm 0.308$	$R_{16}$
$7.406\pm0.963$	$8.280\pm0.331$	R <sub>34</sub>	$7.127\pm0.691$	$8.934 \pm 0.286$	R <sub>17</sub>

الجدول (8): تركيزالبوتاسيوم <sup>40</sup>K والبزموث <sup>214</sup>Bi وفعاليتهما الإشعاعية في عيِّنات المياه الطبيعية بتقنية HPGe.

<sup>40</sup>K ويوضح الشكلان (4) و(5) تراكيز البوتاسيوم <sup>40</sup>K والبزموث <sup>214</sup>Bi للأنواع المختلفة من المياه التي تم والبزموث <sup>214</sup>Bi للأنواع المختلفة من المياه التي تم الحصول عليها في هذه الدراسة ودراسات أخرى. وتجدر الإشارة هنا إلى أن دراسة *et al.* [31] في الأردن للنشاط الإشعاعي الطبيعي لمياه سطحية من سد وادي العرب أظهرت أن تراكيز البوتاسيوم <sup>40</sup>K كانت وادي العرب أظهرت أن تراكيز البوتاسيوم <sup>40</sup>K كانت هي أقل من القيمة التي حصلنا عليها للمياه الطبيعية في نينوى بحدود 2.5 مرة، وأن تراكيز البزموث كانت نصف القيمة التي حصلنا عليها والمياه الطبيعية الم نصف القيمة التي حصلنا عليها في المياه الطبيعية لمحافظة نينوى.

وعليه يمكن القول إن نسبة البوتاسيوم تبقى ثابتة تقريباً في هذه المياه عموماً السطحية منها والعميقة؛ إذ يمكن أن نستنتج أنّ كثافة الفعالية الإشعاعية للبوتاسيوم <sup>40</sup>K لا تتغير مع العمق، وهذا ما توصل إليه

.Abu-Murad *et al* وأكده، من أن الفعالية الإشعاعية للبوتاسيوم <sup>40</sup>K تبقى ثابتة مع زيادة العمق تحت سطح الأرض.

معدلات تراكيز البوتاسيوم <sup>40</sup>K والبزموث <sup>214</sup>Bi في الأنواع المختلفة من المياه مبينة في الجدول (9). ويلاحظ من الجدول أن معدلات تراكيز البوتاسيوم في المياه المعدنية كانت أكثر بقليل مما هي في الأنواع الأخرى من المياه. ومهما يكن، فقد كان معدل تركيز البوتاسيوم في المياه المستعملة عموماً بحدود <sup>1-</sup>8.684 Bq.L. أما معدلات تراكيز البزموث ا<sup>214</sup>B في المياه المستعملة فقد كانت في المياه المعدنية ومياه المطر أعلى بقليل مقارنة بمعدلاته في الأنواع الأخرى من المياه. وبشكل عام، فقد كان معدل تركيز البزموث في المياه المستعملة عموماً بحدود <sup>1-</sup>7.511 Bq.L.



**الشكل (3):** مقارنة بين تراكيز اليورانيوم <sup>238</sup>U في عينات المياه الطبيعية باستخدام تقنيتي SSNTD وHPGe إلى جانب دراسات أخرى.

باه الطبيعية في محافظة نينوى باستخدام تقنيتي	ي الأنواع المختلفة من المب	ز اليورانيوم <sup>238</sup> U فې	(7): معدلات تراكير	الجدول
	SSNTD و HPGe.			

نسبة الفرق	(ppb)	ورانيوم <sup>238</sup> U (	تركيز اليو		
بين التقنيتين (ppb)	المعدل	HPGe	SSNTD	نوع المياه	ت
$7\sqrt{\%}$	86.33	89.25	83.4	مياه سطحية/ خام	1
5%	90.5	92.7	88.3	مياه سطحية/نقية	2
8%	89.26	92.72	85.8	آبار جوفية وعيون نقية	3
1.7%	110.75	109.8	111.7	مياه معدنية	4
2.7%	140.15	138.3	142	مياه أمطار	5
2.2%	103.4	104.55	102.24	المياه عموماً (المعدل)	

## تركيز البوتاسيوم <sup>40</sup>K والبزموث <sup>214</sup>Bi

تم تحديد تراكيز البوتاسوم  $^{40}$  والبزموث  $^{214}$ Bi في عينات المياه الطبيعية قيد الدراسة في محافظة نينوى، باستخدام تقنية كاشف الجرمانيوم عالي النقاوة HPGe من خلال دراسة الطيف الكامي للبوتاسيوم  $^{40}$  عند الطاقة <sup>214</sup>Bi ب (0.762keV/channel) والبزموث 1462 keV عند الطاقة 2336 keV ب (1.3119 keV/channel) كما هو موضح في الجدول (8).

يلاحظ من الجدول أن قيم تراكيز البوتاسيوم  $^{40}$  كانت متقاربة في معظم العينات، وبلغت أقل قيمة لها  $R_{12}$  معظم العينة، وبلغت أقل قيمة لها  $R_{12}$  في العينة 10.125 Bq.L<sup>-1</sup> (ماء مشروع الأيسر القديم/نقي) وأعلى قيمة لها  $R_{15}$  (ماء عين كبريت المعدني). كذلك ظهرت قيم تراكيز البزموث <sup>214</sup>Bi متقاربة في معظم العينات، وكانت أقل قيمة لها بحدود  $R_{15}$  متقاربة في معظم العينات، وكانت أقل قيمة المورة/نقي) وأعلى قيمة لها  $R_{1}$ -10.44 bq.L<sup>-1</sup> في العينة الشورة/نقي) وأعلى قيمة لها  $R_{1}$ .

		.111	عالي اللغاوة 00	الجرمانيوم			
اليورانيوم <sup>238</sup> U				تركيز اليورا			
تركيز البوتاسيوم			ف الجرمانيوم	تقنية كاش	الأث النووي	رقم	
في العينات (- D L-1)	معدل التقنيتين		فاوة HPGe	عالى النقاوة HPGe		SSNTD	
$C_{K}(BqL)$	ppb	Bq L <sup>-1</sup>	ppb	Bq L <sup>-1</sup>	ppb	Bq L <sup>-1</sup>	
9.043 ± 0.217	95.55	1.184	$100.1\pm12$	1.24	91 ± 2.5	1.127	$R_1$
$7.4^{29} \pm 0.26$	84.35	1.053	$85.7\pm13$	1.070	$83 \pm 2.4$	1.036	R <sub>2</sub>
± 0.2649.112	84.75	1.052	$89.5\pm14$	1.111	$80 \pm 2.4$	0.993	R <sub>3</sub>
8.798 ± 0.273	92.25	1.149	$88.5\pm17$	1.102	$96 \pm 2.6$	1.196	R <sub>4</sub>
9.006 ± 0.351	72.85	0.911	$78.7 \pm 14$	0.984	$67 \pm 2.1$	0.838	R <sub>5</sub>
8.181 ± 0.352	100.8	1.256	$101.6\pm20$	1.266	$100\pm2.6$	1.246	R <sub>6</sub>
$9.381 \pm 0.272$	102.8	1.278	109.6 ±16	1.362	$96 \pm 2.6$	1.193	<b>R</b> <sub>7</sub>
$9.739\pm0.477$	85.8	1.066	$87.6\pm22$	1.088	$84 \pm 2.4$	1.043	R <sub>8</sub>
$7.802\pm0.281$	86.65	1.076	$91.3\pm17$	1.133	$82 \pm 2.4$	1.018	R <sub>9</sub>
$8.969 \pm 0.323$	95.8	1.193	$97.6\pm21$	1.215	$94 \pm 2.6$	1.170	R <sub>10</sub>
$8.941 \pm 0.250$	81.45	1.007	$76.9 \pm 15$	0.951	$86 \pm 2.4$	1.063	R <sub>11</sub>
$6.525\pm0.307$	77.2	0.954	$75.4\pm20$	0.932	$79\pm2.3$	0.976	R <sub>12</sub>
$9.722\pm0.486$	86.9	1.083	$92.8\pm15$	1.156	$81 \pm 2.4$	1.010	R <sub>13</sub>
$9.799 \pm 0.314$	85.05	1.059	$85.1\pm16$	1.059	$85 \pm 2.4$	1.058	R <sub>14</sub>
$10.125 \pm 0.324$	116.95	1.447	$113.9\pm18$	1.409	$120\pm2.9$	1.485	R <sub>15</sub>
$8.807 \pm 0.308$	105.7	1.312	$100.4\pm18$	1.246	$111 \pm 2.8$	1.378	R <sub>16</sub>
$8.934 \pm 0.286$	89.9	1.124	$94.8\pm16$	1.185	$85 \pm 2.4$	1.063	R <sub>17</sub>
8.308 ± 0.324	87.2	1.083	$94.8\pm16$	1.185	$79\pm2.3$	0.981	$R_{18}$
$9.229 \pm 0.286$	82.5	1.023	$81.3\pm10$	1.017	$83 \pm 2.4$	1.029	R <sub>19</sub>
$6.819\pm0.259$	95.25	1.089	$106.5\pm16$	1.318	$84\pm2.4$	1.039	R <sub>20</sub>
9.035 ± 0.316	72.1	0.902	$73.2\pm17$	0.916	$71 \pm 2.2$	0.888	R <sub>21</sub>
$8.295\pm0.357$	73.2	0.912	$78.4 \pm 14$	0.977	$68 \pm 2.2$	0.847	R <sub>22</sub>
$8.562\pm0.265$	94.95	1.176	$93.9 \pm 18$	1.163	$96\pm2.6$	1.188	R <sub>23</sub>
$8.192\pm0.336$	113.5	1.406	$114\pm29$	1.412	113±2.8	1.401	R <sub>24</sub>
$8.993 \pm 0.243$	84.75	1.05	$87.5\pm14$	1.084	$82\pm2.4$	1.015	R <sub>25</sub>
$9.057\pm0.299$	87.35	1.089	$89.7\pm14$	1.118	$85\pm2.4$	1.060	R <sub>26</sub>
$9.364\pm0.225$	92.2	1.14	$96.4\pm13$	1.192	$88\pm2.5$	1.088	R <sub>27</sub>
$9.235\pm0.212$	94.95	1.187	$102.9\pm13$	1.287	$87\pm2.5$	1.087	R <sub>28</sub>
$9.354\pm0.206$	109.6	1.358	$115.2\pm13$	1.427	104±2.7	1.288	R <sub>29</sub>
$8.482\pm0.280$	140.15	1.735	$138.3\pm19$	1.711	142±3.1	1.758	$R_{30}$
$7.217\pm0.25\overline{3}$	87.35	1.088	$91.7\pm13$	1.142	83±2.4	1.035	R <sub>31</sub>
$8.919\pm0.268$	93.35	1.16	$103.7\pm16$	1.288	$83\pm2.4$	1.031	R <sub>32</sub>
$9.041\pm0.262$	89.85	1.123	$90.7\pm15$	1.133	$89\pm2.5$	1.112	R <sub>33</sub>
$8.280 \pm 0.331$	89.55	1.11	$89.1 \pm 14$	1.104	$90 \pm 2.5$	1.115	R <sub>34</sub>

**الجدول (6):** مقارنة بين تراكيز اليورانيوم <sup>238</sup>U في المياه الطبيعية بتقنيتي كاشف الأثر النووي الصلب SSNTD وكاشف الحرمانيوم عالى النقاوة HPGe.

### تركيز اليورانيوم <sup>238</sup>U

فيما يخص تركيز اليورانيوم <sup>238</sup>U في عينات المياه المستخدمة فهو موضح في الجدول (6) والشكل (3). وكما ذكرنا، فقد تم تحديده باستخدام تقنيتي كاشف الأثر النووي الصلب SSNTD وطيف أشعة كاما باستخدام كاشف الجرمانيوم عالي النقاوة HPGe باعتماد الخط الكامي للبزموث Bi<sup>214</sup> للطيف الذي يظهر عند الطاقة 1765 keV.

يلاحظ من الجدول (6) أن أقل قيمة لتركيز اليورانيوم كانت R5 و790 و78.7 في العينة R5 (ماء خام مشروع وانة) باستخدام تقنيتي SSNTD و HPGe على التوالي، فيما بلغت أعلى قيمة له بحدود HPGe وطر 142 pp3 في العينة R<sub>30</sub> (ماء المطر) باستخدام تقنيتي فتي و HPGe على التوالي. وبمقارنة نتائج التقنيتين في الجدول (6)، نجد أن معدلات تراكيز اليورانيوم للأنواع معدل تركيز اليورانيوم في المياه للطريقتين كما في الجدول معدل تركيز اليورانيوم في المياه للطريقتين كما في الجدول (6). وهذا يؤكد إمكانية استعمال كواشف الأثر النووي الصلبة بشكل متميز في تحديد تراكيز اليورانيوم حتى وإن كانت بمستويات منخفضة.

ويمكن تلخيص معدلات تراكيز اليورانيوم في المياه المستعملة بتقنيتي SSNTD وHPGe ومعدلهما في الجدول (7)؛ إذ يلاحظ أن الفرق بين التقنيتين هو %(8-1.1) وأنه لا يزيد عن %2.2 للمياه عموماً. المختلفة مع بعضها، نجد أن معدل تركيز اليورانيوم في ماء المطر أعلى من معدل تركيزه في المياه المعدنية والأبار بنسبة %27 و%6.56 و%80.6 و%70 في تقنية كاشف الأثر النووي الصلب SSNTD وأعلى بنسبة %26 والاتوا علي ماء و %49 و %49 و%55 في تقنية كاشف الجرمانيوم عالي النقاوة HPGe، علماً بأن أعلى تركيز مسموح به ليورانيوم المذاب في مياه الشرب هو 900 [23].

بمقارنة النتائج التي حصلنا عليها مع نتائج باحثين آخرين لعينات من المياه في مناطق مختلفة من العالم، نجد أن نتائجنا تقع ضمن حدود المستويات التي حصل عليها أن نتائجنا تقع ضمن حدود المستويات التي حصل عليها (31] Abu-Murad *et al* الأردن وهي بين <sup>1</sup>-1.2] في مياه سد وادي العرب في الأردن وهي بين <sup>1</sup>-1.2] في مياه التي التي الجيولوجية لهذه المناطق قد تكون متقاربة لأن الأردن إحدى الدول المجاورة للعراق.

أما الدراسة التي أجراها .[33] Singh et al الدراسة التي أجراها العياس مستويات اليورانيوم في المياه في بعض المدن الهندية، فقد توصلت إلى أن متوسط تركيزه بلغ  $^{-1}$  Bq.L في المياه المعالجة (النقية) لشبكات الإسالة و 0.064 Bq.L<sup>-1</sup> فى المياه غير المعالجة (الخام) المأخوذة من المحطات اليدوية والنافورية، فيما بلغ  $\mathrm{Bq.L^{-1}}$  في مياه النهر التى لم تتم معالجتها. ويلاحظ أن هذه القيم أقل من قيمة مستوى اليورانيوم التي حصلنا عليها في دراستنا للمياه المأخوذة من شبكات الإسالة (الخام والنقية) بحدود 16 مرة، وهذا الفرق كبير، وقد يعزى إلى اختلاف الطبيعة الجيولوجية لمكونات الأرض في العراق والهند، فضلاً عن أن مستوى اليورانيوم يعتمد أيضًا على نوعية الأراضي التي تمر فيها مجاري الأنهر والمياه في الهند عما عليه الحال فى العراق. كما نلاحظ من هذه الدراسة أن الفرق قليل أو معدوم بين مستويات اليورانيوم في المياه المُعالَجة (النقية) وغير المُعالجة (الخام) المأخوذة من شبكات الإسالة، وهذا يتوافق بشكل كبير مع النتيجة التي حصلنا عليها. فقد حصلنا على توافق كبير بين مستويات اليورانيوم في المياه النقية (المُعالجة) المأخوذة من شبكات الإسالة وبين مستوياته في المياه الخام (غير المُعالجة) المأخوذة من شبكات الإسالة وبحيرة سد الموصل؛ إذ إن مصدرهما واحد هو نهر دجلة. وهذه النتيجة تتوافق مع نتيجة دراسة [33] Singh et al. في أعلاه لهذه الحالة وتؤكد عدم تأثير المعالجة الكيميائية بالشب والكلور على مستوى اليورانيوم في هذه المياه

تركيبها اليورانيوم أو الراديوم أو أن تكون مصادر هذه العينات من مناطق عميقة تحت سطح الأرض مروراً بالصخور في أثناء جريانها. كما نجد أن معدل تركيز الراديوم في عينة ماء المطر يزيد أيضاً بنسبة 66.7% عن معدل تركيزه في المياه السطحية والجوفية، وقد يعزى هذا إلى ما ذكرناه سابقاً. وتجدر الإشارة هنا إلى أن فعالية الراديوم تزداد تقريباً بزيادة العمق عن سطح، الأرض وهذا

قد يفسر زيادة نسبة الراديوم في عينات المياه المأخوذة من أعماق كبيرة تحت سطح الأرض [31].

كذلك يلاحظ من الجدول (4) أن الانبعاث (الزفير) الكتلي للرادون يتغير بين <sup>11</sup>Bq.kg<sup>-1</sup>.d<sup>-1</sup> (0.61-1.27) وبمعدل تركيز <sup>10-7</sup>Bq.kg<sup>-1</sup>.d للمياه وبمعدل تركيز <sup>10-7</sup>Bq.kg<sup>-1</sup>.d للمياه المستخدمة؛ إذ إن معدل الانبعاث (الزفير) الكتلي يعتمد على كتلة العينة وزمن التعرض فضلاً عن كتلة اليورانيوم في العينة.

معدل الانبعاث (الزفير)	تركيز الراديوم		معدل الانبعاث (الزفير)	$^{226}$ D a the f	
الكتلى للرادون Rn	<sup>226</sup> Ra	رقم	الكتلى للرادون Rn <sup>222</sup> Rn	ىركىر الراديوم Ka 10 <sup>-5</sup> ل	رقم
$C_{Rn} x 10^{-7}$	C <sub>Ra</sub> x10 <sup>-5</sup>	العيّنة	$C_{Rn} x 10^{-7}$	$C_{Ra} \times 10$	العيّنة
$({\rm Bq}~{\rm Kg}^{-1}~{\rm d}^{-1})$	(ppb)		$({\rm Bq}~{\rm Kg}^{-1}~{\rm d}^{-1})$	(ppc)	
0.71	2.68	R <sub>18</sub>	0.82	3.08	$R_1$
0.74	2.81	R <sub>19</sub>	0.75	2.83	$R_2$
0.75	2.84	$R_{20}$	0.72	2.71	$R_3$
0.64	2.43	R <sub>21</sub>	0.87	3.27	$R_4$
0.61	2.32	R <sub>22</sub>	0.61	2.29	$R_5$
0.86	3.25	R <sub>23</sub>	0.9	3.40	$R_6$
1.01	3.83	$R_{24}$	0.86	3.26	$\mathbf{R}_7$
0.73	2.77	$R_{25}$	0.75	2.85	$R_8$
0.77	2.30	$R_{26}$	0.74	2.78	R9
0.79	2.97	$R_{27}$	0.85	3.2	$R_{10}$
0.79	2.97	$R_{28}$	0.77	2.91	<b>R</b> <sub>11</sub>
0.93	3.52	R <sub>29</sub>	0.71	2.67	$R_{12}$
1.27	4.80	$R_{30}$	0.73	2.76	$R_{13}$
0.75	2.83	$R_{31}$	0.77	2.89	$R_{14}$
0.75	2.82	R <sub>32</sub>	1.08	4.06	$R_{15}$
0.8	3.04	R <sub>33</sub>	1.0	3.77	$R_{16}$
0.81	3.05	R <sub>34</sub>	0.77	2.9	R <sub>17</sub>

الجدول (4): الفعّالية الإشعاعية للراديوم وتركيزه في المياه الطبيعية ومعدل الانبعاث (الزفير) الكتلى للرادون.

الجدول (5): تركيز الراديوم <sup>226</sup>Ra في أنواع مختلفة من عيِّنات المياه الطبيعية.

معدل ترکیز الرادیوم <sup>226</sup> Ra (Bq L <sup>-1</sup> ) ×10 <sup>-5</sup>	نوع المياه	ت
2.83	مياه سطحية/ خام	1
2.99	مياه سطحية/ نقية	2
2.813	آبار جوفية وعيون نقية	3
3.78	مياه معدنية	4
4.8	مياه أمطار	5
3.4	المياه عموماً (المعدل)	

نوع العيِّنة	موقع العيِّنة والبلد	ترکیزالرادون Bq L <sup>-1</sup>	المعدّل Bq L <sup>-1</sup>	المصدر
Cold Well Water	Al-Karak (Jordan)	1.692-2.016	1.845	[16]
Cold Well Water	Irbid (Jordan)	3.1 - 5.7	4.5	[11]
Cold Well Water	Albany (USA)	1 - 29	14	[17]*
Cold Well Water	Scotland	3 – 35	23	[18]*
Cold Well Water	San Luis (Mexico)	1.21-8.7	3.325	[19]*
Cold Well Water	San Luis Potosi (Mexico)	0.068-9.324	3.097	[20]*
Cold Spring Water	Al-Karak (Jordan)	0.132-0.534	0.271	[16]
Cold Spring Water	Irbid (Jordan)	3.3 - 10.7	5.4	[11]
Cold Spring Water	San Luis (Mexico)	0.117-2.362	0.936	[19]*
Cold Well Water	Nenava Governorate (Iraq)	1.015-1.115	1.063	P.W
Private Ground	Co.wicklow (Ireland)	1 - 3316		[21]
Drinking and Well Water	Co.wicklow (Ireland)	0-100		[21]
Drinking (surface) Water–Rivers	Co.wicklow (Ireland)	1<		[21]
Well Water	Chester Pennsylvania, USA	11.1-1961		[22]
Baltic Sea	Roskilde (Denmark)	0.003-0.03		[23]
Well Water	Aucashat (Iraq)	0.11-0.158		[24]
Well, Thermal Springs and Underground	Fuzhou and She-nyang (China)	0.035-101.3	7.82	[25]
Well and Spring Water	Bait-Sahem Spring and Sultani well (Jordan)	0.132-2.016		[16]
Different Types of Natural Water	Yarmouk University and Rahoob (Jordan)	2.5 - 10.7		[11]
Drinking Water and Hot Springs	Al-Lajoon–Qutraaneh Well–Awajan Well (Jordan)	3 - 116.6		[26]
Drinking Water, Springs and Rivers	Shandiz, Zoshk and Abrdeh Regions (Mashhad-Iran)	0.0-31.881	6.284	[27]
Drinking Water	Nenava Province (Iraq)	17.4-36.1	26.37	[28]
Spring and Well Water	Lebanon	0.91-49.6	11.4	[29]
Surface, Well and Spring Water	Transylvania Region (Romania)	0.5-129.3	15.4	[30]
Natural Water	Nenava Governorate (Iraq)	0.838-1.758	1.268	P.W

الجدول (3): مقارنة تراكيز الرادون Rn في عيِّنات المياه الطبيعية مع مياه متنوعة في مناطق مختلفة من العالم.

\* تراكيز الرادون هذه مستخلصة من المرجع [16]، وقد تم تحويلها من وحدة Bq.m<sup>-3</sup> إلى Bq.L<sup>-1</sup>.

.Present Work البحث الحالي P. W.

## <sup>226</sup>Ra تركيز الراديوم

المختلفة من المياه في الجدول (5)؛ إذ بمقارنة مستويات تراكيز الراديوم، نجد أن معدل مستويات تركيزه في المياه النقية والخام (المياه السطحية) متقاربة جداً ومقاربة لمياه الأبار الجوفية. فقد بلغ معدل مستوى الراديوم في هذه المياه بحدود 2.88×01×2.88، وتبين أن معدل تركيز الراديوم في عينات المياه المعدنية يزيد بنسبة %31 عن معدل تركيزه في المياه السطحية والجوفية. وقد يعزى هذا إلى احتواء العينات على بعض المعادن التى قد يدخل فى

من التوازن الإشعاعي بين الرادون Rn<sup>222</sup> واليورانيوم <sup>238</sup>U والراديوم Ra<sup>226</sup>، تم حساب تركيز الراديوم في عينات المياه؛ إذ يعد النواة الأم للرادون Rn<sup>222</sup>R. والجدول (4) يوضِّح الفعالية الإشعاعية للراديوم وتركيزه ومعدل الانبعاث (الزفير) الكتلي للرادون. ويمكن توضيح هذه النتائج على أساس معدل تركيز الراديوم في العينات للأنواع

نفسها لأن جيولوجية مناطق العراق هي عموما متشابهة. كما يلاحظ أن تقارب تراكيز الرادون في المياه النقية والخام يدل على أن إضافة مادتى الشَّب والكلور المستخدمتين في عمليات تصفية (تنقية) المياه ليس لها تأثير محسوس على مستويات تراكيز الرادون فيها.

بالمقابل، نجد أن معدل مستوى تركيز الرادون في المياه المعدنية هو أعلى مقارنة بالمياه السطحية والجوفية بحدود 33% و 26% و 30% عن مستوى تركيزه في عينات المياه الخام والنقية والأبار الجوفية على التوالي في العينات، وكانت نسبة الزيادة بحدود %29.7 بشكل عام مقارنة بمعدل هذه العينات الثلاث المذكورة في أعلاه.

في أنواع مختلفة من عيِّنات المياه الطبيعية.	<b>دول (2):</b> ترکیز الرادون Rn	الج
$^{222}$ Rn (Bq $L^{-1}$ ) معدل ترکیز الرادون	نوع المياه	Ľ
1.037	مياه سطحية/ خام	1
1.097	مياه سطحية/ نقية	2
1.066	آبار جوفية وعيون نقية	3
1.384	مياه معدنية	4
1.758	مياه أمطار	5
1.268	المياه عموماً (المعدل)	

وبسبب الزيادة فى تركيز الرادون فى ماء المطر مقارنة ببقية العينات، فإنه يفضّل تنقية مياه الأمطار قبل استخدامها لأغراض الشرب والطبخ لاسيما من قبل السكان البدو الذين يعتمدون عليها بشكل كبير في حياتهم وفي سقى حيواناتهم.

وعليه، فإن النتائج التي حصلنا عليها لمستويات الرادون في عينات المياه المستخدمة عموما هي أقل بكثير من حدود مستوى الرادون الموصى به من الوكالة الأمريكية للوقاية البيئية United States Environmental Protection Agency (USEPA). وبناء على هذا، فإنه لا توجد خطورة يُخشى منها في استخدام المواطنين لمياه الشرب النقية والخام والجوفية ومياه الأمطار فى محافظة نينوى من الناحية الإشعاعية، علما بأن أعلى تركيز مسموح

به للرادون في مياه الشرب الموصى به من الوكالة USEPA هي بحدود USEPA [15] .

وبمقارنة نتائجنا لمستويات الرادون التى حصلنا عليها فى المياه الطبيعية في محافظة نينوى مع نتائج عدد من الدراسات الأخرى لمستويات الرادون فى المياه فى مناطق مختلفة في العالم، نجد من الشكل (2) والجدول (3) أن معدل تركيز الرادون في عينات المياه في محافظة نينوى أعلى أو قريب من تركيزه في مواقع مختلفة من بلدان العالم فى بعض الأحيان وأقل منها فى معظم الأحيان. وقد يعزى سبب الاختلاف فى ذلك إلى طبيعة مكونات الأرض ومجرى النهر فضلا عن عمق الآبار الجوفية والمياه المعدنية.



$\mathrm{C}_{\mathrm{w}}$ تركيز الرادون في العيِّنات			موقع العبَّز في	بة ما العدَّنة	
Bq Kg <sup>-1</sup>	Bq L <sup>-1</sup>	PCi L <sup>-1</sup>	Bq m <sup>-3</sup>	موضع العيف	رهم العيه
1.127	1.127	30.46	1127	سد الموصل/ يسار/ خام	<b>R</b> <sub>1</sub>
1.036	1.036	28.0	1036	سد الموصل/ يمين/ خام	<b>R</b> <sub>2</sub>
0.993	0.993	26.838	993	مشروع سد الموصل / خام	$R_3$
1.196	1.196	32.324	1196	مشروع سد الموصل/ نقي	$R_4$
0.838	0.838	22.649	838	مشروع وانة/ خام	$R_5$
1.246	1.246	33.676	1246	مشروع وانة/ نقي	$R_6$
1.193	1.193	32.243	11.93	مشروع الأيسر الجديد/ خام	$\mathbf{R}_7$
0.976	1.043	28.189	1043	مشروع الأيسىر الجديد/ نقي	$R_8$
1.018	1.018	27.514	1018	مشروع الرشيدية/ خام	R <sub>9</sub>
1.170	1.170	31.622	1170	مشروع الرشيدية/ نقي	R <sub>10</sub>
1.063	1.063	28.73	1063	مشروع الأيسىر القديم/ خام	R <sub>11</sub>
0.976	0.976	26.378	976	مشروع الأيسىر القديم / نقي	R <sub>12</sub>
1.001	1.010	27.297	1010	مشروع الأيمن الموحد/ خام	<b>R</b> <sub>13</sub>
1.058	1.058	28.595	1058	مشروع الأيمن الموحد/ نقي	R <sub>14</sub>
1.485	1.485	40.135	1485	عين كبريت (معدنية)	R <sub>15</sub>
1.378	1.378	37.243	1378	حمام العليل (معدنية)	R <sub>16</sub>
1.062	1.063	28.73	1063	مشروع حمام العليل/ خام	R <sub>17</sub>
0.980	0.981	26.514	981	مشروع حمام العليل/ نقي	R <sub>18</sub>
1.029	1.029	27.811	1029	مشروع الشورة/ خام	R <sub>19</sub>
1.039	1.039	28.081	1039	مشروع الشورة/ نقي	R <sub>20</sub>
0.888	0.888	24	888	مشروع القيارة/ خام	R <sub>21</sub>
0.848	0.847	22.892	847	مشروع القيَّارة/ نقي	R <sub>22</sub>
1.188	1.188	32.108	1188	مشروع السلّامية/ خام	R <sub>23</sub>
1.400	1.401	37.865	1401	مشروع السلّامية / نقي	R <sub>24</sub>
1.015	1.015	27.432	1015	بئر جوفي/ بعشيقة/ رأس العين	R <sub>25</sub>
1.060	1.060	28.649	1060	بئر جوفي/ بعشيقة/مزرعة حسين صادق	R <sub>26</sub>
1.088	1.088	29.405	1088	بئر جوفي/ بعشيقة/ مزرعة قس جابر	R <sub>27</sub>
1.087	1.087	29.378	1087	بئر جوفي/ بعشيقة/ أبو جربوعة	R <sub>28</sub>
1.288	1.288	34.812	1288	مياه معدنية/قرية المخلط/ النمرود	R <sub>29</sub>
1.758	1.758	47.514	1758	ماء المطر/مركز الموصل	R <sub>30</sub>
1.035	1.035	27.973	1035	مشروع آسكي موصل/خام	R <sub>31</sub>
1.031	1.031	27.865	1031	عيون كولاسوتكا/ جبل سنجار	R <sub>32</sub>
1.112	1.112	30.054	1112	مشروع سنجار/ نقي	R <sub>33</sub>
1.115	1.115	30.135	1115	بئر جوفي/ سنجار/ حي القادسية	R <sub>34</sub>

الجدول (1): مواقع العينات وكثافة الآثار وكثافة فعالية الرادون Rn<sup>222</sup> في عينات المياه الطبيعية بوحدات مختلفة.

والعيون النقية؛ إذ تستخدم معظم هذه المياه لأغراض الشرب والطبخ والاستحمام والغسل. كما يلاحظ أن معدّل تركيز الرادون في المياه السطحية (وهي الخام والنقية) والجوفية لا يتعدى <sup>1-</sup> Bq L<sup>-1</sup>، أي بفارق لا يتجاوز 5.7% فيما بينهما، وهذه نسبة قليلة تقع ضمن الخطأ في القياسات. وهذا يعني أن المياه المستخدمة من الأنهار (الخام أو النقية) أو من الآبار الجوفية تحتوى على التراكيز ويمكن توضيح النتائج في أعلاه لمعدل تركيز الرادون في العينات في الجدول (2)؛ إذ بمقارنة معدل مستويات تراكيز الرادون لأنواع المياه المستخدمة في هذه الدراسة نجد أن مستويات تركيز الرادون في المياه الخام والمياه النقية المأخوذة من مشاريع الإسالة -وهي مياه سطحية مصدرها نهر دجلة وبحيرة سد الموصل- متقاربة، وكذلك فهي مقاربة لمعدلات تركيز الرادون في المياه الجوفية

العينات بدلاً من اليورانيوم بمعرفة ثابت انحلاله الذي يساوى  $^{-1}$  s  $^{-1}$  يساوى  $^{-1}$  s  $^{-1}$ 

لحساب معدل الانبعاث (الزفير) الكتلي للرادون بوحدات (الزفير) دماب معدل الانبعاث (C<sub>Rn</sub> (Bq.Kg<sup>-1</sup>.d<sup>-1</sup>) لابد من حساب زمن التعرض الفعّال (Effective exposure time) t<sub>eff</sub>

$$\mathbf{t}_{\rm eff} = \left[ \mathbf{t} - \lambda_{\rm Rn}^{-1} \left( 1 - \mathbf{e}^{-\lambda_{\rm Rn} \mathbf{t}} \right) \right] \tag{8}$$

$$C_{Rn}(Bq.kg^{-l}.d^{-l}) = C_{\rho(Ra)} \cdot \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_{Rn}} \cdot \frac{1}{t_{eff}}$$
(9)

وقد وُجد أن زمن التعرَض الفعَال هو 89.509 على حسب الظروف المستخدمة، وتمثل C<sub>p(Ra)</sub> الفعالية الإشعاعية الكلية للراديوم.

## القياسات بتقنية تحليل طيف كاما بكاشف الجرمانيوم عالى النقاوة (HPGe)

تُعد تقنية تحليل طيف أشعة كاما من التقانات المهمة واسعة الاستخدام في الكشف عن النظائر والنوى التي تبعث أشعة كاما من حيث قدرة التحليل ودقة النتائج وإمكانية العمل في الطاقات منخفضة المستوى، فضلاً عن قِصَر المدة الزمنية للقياس مقارنة بالكواشف البلاستيكية. استعملنا في دراستنا هذه محلل الأطياف متعدد القنوات (CANBERRA-85 نوع CANBERRA ويحتوي على 4096 المجهز من شركة CANBERRA ويحتوي على 4096

تمت معايرة المطياف باستخدام المصدرين القياسيين المشعين: الكوبلت <sup>60</sup>Co الذي يمتلك خطين كاميين عند الطاقة <sup>137</sup>Cs والسيزيوم <sup>137</sup>Cs عند الطاقة فقد الطاقة لكل قناة (662 keV)، وذلك للحصول على مقدار الطاقة لكل قناة (keV/Channel). كذلك وُجد أن 2.1 keV هي أحسن قدرة للفصل الطاقي لكاشف الجرمانيوم عالي النقاوة HPGe عند الخط الكامي والتفاضلي للمكبر 3μs. لقد أستُعمل المصدر القياسي الراديوم Ra<sup>226</sup> لتعيين كفاءة الكاشف HPGe بالاستعانة بمعادلة النشاط الإشعاعي ومعادلة حساب الكفاءة المطلقة كما يأتى:

$$\mathcal{E}\% = \frac{\text{Area}}{A_t I_\gamma t} \times 100\%$$
(10)

إذ يمثل A<sub>t</sub> النشاط الإشعاعي للنظير المشع القياسي عند تاريخ العمل، وArea هي المساحة تحت الذروة للعنصر المشع، وt زمن تجميع الطيف ويساوي s 61200، وγI النسبة المئوية لشدة أشعة كاما المنبعثة من العنصر المشع، ويتم الحصول عليها من جدول النظائر [13].

ومن الملاحظ أن كفاءة الكاشف تقل بزيادة الطاقة؛ فقد ومن الملاحظ أن كفاءة الكاشف تقل بزيادة الطاقة؛ فقد  $^{40}$  كنت 0.222651 ليورانيوم للخط الكامي 1462 keV وكانت 0.166455 لليورانيوم  $^{214}$ Bi للخط الكامي 1765 keV الناتج من الوليد  $^{214}$ Bi الناتج من الوليد [14].

فُحِصت عينات المياه المستخدمة بوضع لتر واحد (g) 1000) من كل عينة في علبة مشابهة لعلبة مارنيللي (Marinelli Beaker) وجمع الطيف الكامي لمدة 61200s لحساب النشاط الإشعاعي للعينات. وباستخدام معادلة الكفاءة في أعلاه، حُسبت فعالية البزموث <sup>214</sup>Bi من الطيف الكامي لعينات المياه المستخدمة. ومن قانون التوازن الكامي المثالي بين اليورانيوم لا<sup>238</sup> ووليده البزموث <sup>214</sup>Bi أمكن حساب تركيز اليورانيوم في العينات بالطريقة نفسها كما في المعادلات (5) و(6) و(7).

## النتائج والمناقشة

### تركيز الرادون Rn<sup>222</sup>Rn

الجدول (1) يوضِّح رموز عينات المياه المستخدمة وتوزيعها على المناطق التي جلبت منها العينات، وكذلك تركيز الرادون فيها بوحدات مختلفة باستعمال كاشف الأثر النووي CR-39. يلاحظ من الجدول (1) أن أقل قيمة لتركيز الرادون هي <sup>1-</sup>CR-38 Bq.L في العينة R<sub>5</sub> (ماء خام مشروع وانة) وأعلى قيمة له هي <sup>1-1</sup>L758 Bq.L في العينة 1.1331 Bq.L. (ماء المطر)؛ إذ بلغ معدل تركيزه <sup>1-1</sup>L331 Bq.L في العينة في العينات المستخدمة جميعها.

# القياس والتحليل بتقنية كاشف الأثر النووي CR-39 (SSNTD)

تم تقطيع كاشف الأثر النووي الصلب 30-CR سمكه تم تقطيع كاشف الأثر النووي الصلب 30-CR سمكه لعينات المياه اذ أُخذت ثلاث نماذج من كل عينة من العينات البالغ عددها (34)، وبذلك أصبح عدد النماذج 102 كتلة كل منها g 65. وُزنت العينات ثم وضعت في حجرات بلاستيكية أسطوانية الشكل مغلقة الطرفين قطرها حجرات بلاستيكية أسطوانية الشكل مغلقة الطرفين قطرها 200 معدة لأغراض التشعيع. فُصل الكاشف عن العينة بحاجز في وسطه فتحة مغطى بقطعة من الأسفنج أبعادها  $(t_{1/2}=55.6 \ cm)$  لمنع وصول الثورون (s.5x.5x.0.5) cm<sup>3</sup> وجه الكاشف في حالة حصول تبخر من العينة.

تُركت العينات لمدة 22 يوماً للوصول إلى %98 من حالة التوازن المثالي (القرني) (Secular equilibrium) بين الراديوم والرادون، وقد تم حساب هذا الزمن من علاقة التوازن للنشاط الإشعاعي:

$$A_{Rn} = A_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn}t})$$
 (1)

إذ إن  $A_{Rn}$  يمثل فعالية الرادون و $A_{Ra}$  فعالية الراديوم و $(1^{-1} - 1) = \lambda_{Rn} = 0.1814$  و( $(1^{-1} - 1) = 0.1814$  ثابت انحلال الرادون وt الزمن اللازم للوصول إلى حالة التوازن.

استبدلت بأغطية الحجرات بعد الوصول إلى حالة التوازن بسرعة أغطية أخرى مثبت عليها قطعة الكاشف CR-39 من الداخل لبدء عملية التعريض، وكان البعد بين سطح العينة والوجه المشعع للكاشف (أي ارتفاع الحيز الهوائى 5.6 cm (h للعينات جميعها، وسمك جميع عينات الماء المستخدمة (L= 2.2 cm) تقريبا. تركت الكواشف داخل الحجرات لمدة تعريض بلغت 95 يوما ثم رُفِعت بعدها وقشطت لمدة أربع ساعات بدرجة حرارة 98% نقاوته NaOH استعمال محلول  $10^{\circ}$ C وتركيزه 24% لإظهار الأثار المتكونة فيها. قيست كثافة آثار جسيمات ألفا المسجلة فى الكواشف والمنبعثة من عينات المياه باستعمال المجهر البصرى الاعتيادى نوع (Reichert Neovar type 300422) نمساوى الصنع بقوة تكبير 400X. كذلك قيست الخلفية الإشعاعية للكواشف المستخدمة وكانت بمعدل Tr/cm<sup>2</sup>؛ إذ تم طرحها للحصول على الكثافة الفعلية للآثار التابعة لجسيمات ألفا المنبعثة من العينات. إن عملية عد الآثار في الكواشف

كُرِّرت مرتين لكل نموذج وحُسِب معدل عدد الآثار لوحدة المساحة لكل كاشف.

تم قياس تراكيز (كثافة فعالية) الرادون في الحيز الهوائي Ca بوحدة Bq.m<sup>-3</sup> لحجرات التعريض، وذلك بحساب كثافة الأثار (rtr.cm<sup>-2</sup>) على الوجه المُعرِّض للكاشف لزمن (t(=95d) في دراستنا هذه وباستعمال العلاقة [11، 12].

$$C_{a} = \frac{C_{o} t_{o} \rho}{t \rho_{o}}$$
(2)

إذ إن  $C_0$  هو تركيز الرادون لحجرة المعايرة ويساوي  $C_0$  أو أرمن معايرة الجرعة 48 hrs و $\rho_0$  كثافة  $0.00~{
m kBq.m^{-2}}$  الأثار على سطح كاشف المعايرة  $Tr.cm^{-3}$  معايرة مع القلم بأن مقاييس الجرع (حجرة التشعيع) المستخدمة معايرة أصلاً في مدرسة بحوث الفضاء والفيزياء في جامعة برمنكهام بالمملكة المتحدة [11].

ولحساب تركيز الرادون في العينات  $C_w$  بوحدة (Bq.m<sup>-3</sup>)، تستخدم العلاقة [11، 12]:

$$C_{W} = \frac{C_{a} \lambda_{Rn} h t}{L}$$
(3)

كذلك يمكن إيجاد الفعالية الإشعاعية A للرادون الناتج من العينات المستخدمة بوحدات Bq تبعاً لحجم العينة في الحجرة (3 ( w (m<sup>3</sup>) ، وذلك من العلاقة:

$$A_{Rn} = C_{W}V$$
(4)

باستخدام قانون التوازن الإشعاعي المثالي يتم إيجاد عدد ذرات اليورانيوم في العينات N<sub>U</sub> وكتلته (W<sub>U</sub>(g) وتركيزه بوحدة (ppm) من المعادلات:

$$N_{U} \lambda_{U} = N_{Rn} \lambda_{Rn}$$
 (5)

$$W_{U} = \frac{N_{U} A_{U}}{N_{av}}$$
(6)

$$C_{U} (ppm) = \frac{W_{U}}{W_{s}}$$
(7)

إذ إن ( $^{-18}$  s<sup>-1</sup>) لا  $\lambda_{\rm U}(=4.8833 {\rm x} 10^{-18} {\rm s}^{-1})$  والعدد الكتلي لليورانيوم  $^{238}$ , و $^{238}$  يمثل عدد أفوكادرو ويساوي  $^{-18}$  mol<sup>-1</sup>, و $W_{\rm S}$  كتلة أفوكادرو ويساوي  $^{-1}$  mol<sup>-1</sup>, وباستخدام المعادلات العينات المستخدمة وتساوي g 65. وباستخدام المعادلات في أعلاه، يتم حساب تركيز الراديوم وكتلته في

التحكم في عمليات التهوية وخفض معدلات التعرض إلى الرادون إلى الحدود الدنيا المقبولة وفق المعايير السائدة. ولغرض الإيضاح، نذكر أن معدل التهوية في أماكن الإقامة يتراوح بين (1.5-0.5) مرة تغيير هواء في الساعة؛ أي ما يعادل (36-12) مرة في اليوم [10].

ونظرًا لأن الرادون يشكل نسبةً لا بأس بها من الخلفية الإشعاعية التي يمكن أن يتعرض لها الإنسان أو الكائن الحي، فهو يشكِّل خطورة كبيرة على الحياة البشرية لاسيما الإصابة بسرطان الرئة الذي يزداد في حالة تعرض الإنسان للرادون لمدة زمنية طويلة أو لتراكيز عالية منه [2].

ولأهمية المياه في حياة الإنسان والكائنات الحية في جميع مجالاتها لاسيَما في الطعام والشراب، فقد هدفت هذه الدراسة إلى تحديد تراكيز الرادون 222Rn وعدد من النظائر المشعة كالراديوم 2<sup>26</sup>Ra واليورانيوم 2<sup>38</sup>U والبوتاسيوم <sup>40</sup>K في المياه الطبيعية النقية والخام السطحية والجوفية من مصادر مختلفة كمشاريع الإسالة والسدود والأنهر والآبار الارتوازية والجوفية والعيون النقية والمعدنية ومياه الأمطار من مناطق مختلفة من محافظة نينوى، وذلك باستخدام تقنيتي كاشف الأثر النووي الصلب CR-39.

## طريقة العمل

### جمع العينات وتحضيرها

جمعت العينات في نيسان 2004 من معظم مشاريع الإسالة لتنقية المياه، ومن سد الموصل على نهر دجلة، ومن العيون والأبار الجوفية التي تغذي معظم الأقضية والنواحي والقصبات المهمة، ومن مركز مدينة الموصل، ومن العيون المعدنية، فضلاً عن ماء المطر في محافظة نينوى. إن عينات الماء الخام التي جلبت من مشاريع الإسالة (التنقية) وسد الموصل أخذت من عمق m (4-3) تحت سطح النهر، في حين تراوحت معدل أعماق الأبار بحدود 180 متراً. والشكل (1) يمثل المواقع التي جلبت منها العينات.

استخدمت تقنيتان لإيجاد تراكيز الرادون والنظائر المشعة الأخرى في عينات المياه المستخدمة. الأولى باستخدام كاشف الأثر النووي لتحديد تراكيز الرادون <sup>222</sup>Rn والراديوم Ra<sup>226</sup> فضلاً عن إيجاد تراكيز اليورانيوم من خلال تسجيل آثار جسيمات ألفا المنبعثة من غاز الرادون المنطلق من العينة؛ والثانية باستخدام كاشف الجرمانيوم عالي النقاوة HPGe من خلال دراسة طيف أشعة كاما المنبعثة من وليدات اليورانيوم والنظائر المشعة الأخرى لإيجاد تراكيز اليورانيوم لا<sup>238</sup> إلى جانب تركيز البوتاسيوم <sup>40</sup>K.



الشكل (1): المواقع التي جلبت منها عينات المياه.

### المقدمة

تعد الطرائق النووية والطيفية من التقنيات الحديثة في الدراسات البيئية والدراسات الجيولوجية؛ إذ تعطي نتائج جيدة ومهمة بسبب قدرتها على التحسس بالتراكيز المنخفضة للإشعاعات وفي تحليل ودراسة النظائر المشعة ونواتجها الإشعاعية.

إن أحد أسباب التلوث البيئي هو انتشار المواد المشعة في الترب السطحية والصخور والمياه، سواء كان هذا الانتشار طبيعياً أو جراء تلوث خارجي. فقد ازدادت مصادر التلوث الإشعاعي بسبب الحروب والتفجيرات النووية لاختبار الأسلحة النووية التي تنفذها الدول العظمى. لذلك ازدادت الدراسات والمسوحات الإشعاعية للهواء والترب والصخور والمياه والغذاء وغيرها لقياس مستوى الجرعات الإشعاعية التي يتعرض لها الإنسان. ويعد الرادون Rn<sup>222</sup>

إن وجود الراديوم في منطقة ما في الطبيعة يعتمد على وجود اليورانيوم U<sup>238</sup> الذي يقدر وجوده في القشرة الأرضية بحدود ppm (3-4). ويعد الرادون Rn الوليد المباشر للراديوم  $^{226}$ Ra ( $t_{1/2}$ =1620 yr) المباشر للراديوم اليورانيوم <sup>238</sup>U في الطبيعة؛ إذ يوجد الراديوم في الترب والصخور ومياه البحار والمحيطات ورواسبها. فجميع عناصر سلسلة انحلال الراديوم هي مواد صلبة ما عدا الرادون، فهو العنصر الغازي الوحيد بينها ويتصرف بشكل مشابه للغازات الأخرى التى يستنشقها الإنسان. فالرادون غاز مشع عديم اللون والطعم والرائحة اكتشف من قبل F.E. Dorn عام 1900، تبلغ كثافته F.E. Dorn، ودرجة غليانه C°(-61.8)، ودرجة انجماده C(-71)، وعمره النصفى 3.825 day مما يزيد من انتشاره إلى مسافات غير قليلة في الجو على الرغم من كونه ينبعث من التربة بكميات أقل من الثورون Rn <sup>220</sup>Rl، وهو ينحل باعثاً جسيمات ألفا بطاقة MeV مما يشكل خطورة على الصحة العامة.

يبعث الرادون ووليداته جسيمات ألفا المؤينة، وهو يساهم بشكل طبيعي بحدود %50 من الخلفية الإشعاعية في هواء الغرف [2]. وتخمن اللجنة العلمية لتأثيرات الأشعة الذرية التابعة للأمم المتحدة The United Nations Scientific Committee on the Effect of مع النويدات الوليدة المشعة الناتجة من انحلاله بحوالي %75 من مكافئات الجرعة المؤثرة السنوية التي يستلمها

الأفراد كل على انفراد من المصادر الأرضية، وبحدود 50% من جرعاتهم من كل المصادر الطبيعية مجتمعة. وتعزى النسبة العظمى من هذه الجرعات إلى استنشاق هذه النويدات المشعة لاسيما من هواء الدور والمباني [3].

إن مشكلة الرادون في المساكن وأماكن الإقامة الأخرى ووصوله إليها بطرائق مختلفة تظل قائمة؛ إذ يتسرب باستمرار من التربة والمياه الجوفية إلى أجواء المساكن، وتعد التربة ومواد البناء والماء والغاز الطبيعى من المصادر الأخرى التي ينبعث منها الرادون في المنازل [4، 5، 6]. ولغاز الرادون القابلية على الانتشار والنفاذ؛ فهو يتسرب من التربة بطريقة الانتشار (Diffusion) من الفجوات والفتحات والشقوق الصغيرة الموجودة في أساسات المبانى [7]، ولأنه أثقل من الهواء بحدود تسع مرات فهو يميل إلى البقاء قريبا من الأرض في الطوابق الأرضية [8]. كذلك ينتقل هذا الغاز مع الماء من خلال صنابير المياه ودورة المياه في الطبيعة وفي أثناء القيام ببعض الأعمال المنزلية مثل عمليات الغسل والطبخ والتنظيف؛ إذ ينطلق الرادون المذاب في الماء إلى الهواء وقد يصل إلى الإنسان من خلال الاستنشاق عند الاستخدامات اليومية للماء. بصورة عامة، فإن مقدار الرادون المتحرر من الماء يعتمد على مقداره الموجود أصلا في الماء، ودرجة حرارته، والمساحة السطحية المعرضة للهواء؛ إذ يتناسب معدل انبعاث الرادون طرديا مع مقدارها [9].

تشير نتائج الدراسات التي أجريت خلال السنوات الأخيرة إلى زيادة تراكيز الرادون في العديد من المساكن إلى الحد الذي أصبح فيه الرادون يشكل مصدر خطر على الحياة البشرية؛ إذ إن تسرب الرادون من التربة إلى الجو يعمل على التصاق وليداته المشعة بالهواء الجوي مكوناً ما يعرف بالهباء الجوي (Aerosol). وعلى الرغم من أن المعايير الخاصة بالتعرض للرادون قد أعلنت منذ عام وملوثًا للبيئة ذا تأثيرات صحية ضارة على الإنسان لم يأخذ مداه المطلوب إلا في منتصف السبعينات من القرن الماضي عندما أصبح في متناول الباحثين والمهتمين أجهزة متطورة قادرة على تحسس الرادون بتراكيز مختلفة. وبقدر تعلق الأمر بالمساكن والأبنية وغيرها، فقد تم التأكيد على التصاميم التي تضمن مقاومة التقلبات المناخية، والتي من resources on earth is drinkable and suitable for daily use. Human race provides its water from surface water and ground water. Ground water is more radioactive than surface water, since it passes through rock and soil formations, dissolving many compounds, minerals and radioactive substances. Naturally occurring radioactive material in groundwater (springs and wells) mainly comes from the uranium decay series with major members of concern for human health being <sup>238</sup>U and <sup>234</sup>U, <sup>226</sup>Ra, <sup>222</sup>Rn and <sup>210</sup>Pb. The concentrations of the radionuclides may vary over a wide range, depending on the bedrock in which the aquifer is located as well as the water parameters such as pH, Eh and alkalinity.

Radon decays into solid radioactive elements called radon daughters or radon progeny, such as <sup>218</sup>Po, <sup>214</sup>Po, <sup>214</sup>Bi and <sup>214</sup>Pb. These daughters can attach to dust and other particles and can be breathed into the lungs. As radon and radon progeny in the air decay, they give off alpha particles, a form of high-energy radiation. When inhaled, these radioactive particles can damage the DNA inside the body's cells and also damage the cells that line the lung. Long-term exposure to radon can lead to lung cancer, the only cancer proven to be associated with inhaling radon. There has been a suggestion of increased risk of leukemia associated with radon exposure in adults and children.

The contribution to the mean effective dose equivalent from inhalation of <sup>222</sup>Rn and its shortlived decay products <sup>218</sup>Po, <sup>214</sup>Po, <sup>214</sup>Bi and <sup>214</sup>Pb is estimated to be about 50% of the total effective dose equivalent from natural radiation sources. The presence of <sup>222</sup>Rn in the environment and ground waters is associated mainly with trace amounts of uranium and its immediate parent, radium (<sup>226</sup>Ra), in rocks and soil. Radon can easily lose from water when it is agitated; for example, when river or other water sources flow over rocks or are moved by wind.

Natural water and drinking water may contain varying levels of radioactivity. It is therefore important to determine the radon and the radium levels as well as other radionuclides' levels in water for public health and radiation protection. This paper presents results of radon (<sup>222</sup>Rn), radium (<sup>226</sup>Ra), uranium (<sup>238</sup>U), Bismuth (<sup>214</sup>Bi) and potassium (<sup>40</sup>K) concentrations in underground water (springs and wells), surface water (from rivers and lakes), drinking water from different sources as well as rain water in Nenava governorate in Iraq.

Thirty four (34) samples of natural waters were brought from different sources: projects of tapwater, underground wells, pure and mineral springs, as well as rain water in Nenava governerate. Long-term technique for alpha particles emission with solid state nuclear track detector (SSNTD) CR-39 and short-term technique for gamma spectroscopy with high purity germanium detectors (HPGe) have been used to determine the concentrations of radon (<sup>222</sup>Rn), uranium (<sup>238</sup>U) and other radioactive isotopes, such as radium (<sup>226</sup>Ra), bismuth (<sup>214</sup>Bi) and potassium (<sup>40</sup>K) in the water samples.

The solid state detector CR-39 was exposed to water samples for 95 days within the period from 23/12/2003 to 5/4/2004, except that for rain water sample the period of exposure was from 25/1 to 30/4/2004, to measure the concentrations of radon, radium and uranium in the water samples through alpha particles' emission, while multi-channel analyzer was used to determine the concentrations of potassium and uranium through gamma-ray emission from these samples.

The results showed concentrations between (0.838-1.758) Bq.L<sup>-1</sup> for radon (<sup>222</sup>Rn) with high value in rain water. Uranium (<sup>234</sup>U) concentration has ranged between (67-142) ppb and (73.2-138.3) ppb using SSNTD and HPGe techniques, respectively, and these values are lower than the maximum allowed concentration of dissolved uranium in drinking water which is about 9000 ppm. Concerning radium (<sup>226</sup>Ra), its level ranged between (2.29-4.8)\*10<sup>-5</sup> ppb, while the concentration of potassium (<sup>40</sup>K) was (6.525-10.125) Bq.L<sup>-1</sup> and that of bismuth (<sup>214</sup>Bi) was (5.179 - 9.446) Bq.L<sup>-1</sup>.

The annual effective dose of radon was calculated, and it ranged between  $(4.40-9.24) \ \mu sv.y^{-1}$  in case of ingestion and  $(2.30-4.82) \ \mu sv.y^{-1}$  in case of inhalation. These values are regarded less in comparison with the allowed normal limit which is about 0.1 msv.y<sup>-1</sup> for drinking water. In general, the concentrations of radon in natural waters are less than the maximum allowed limit which is about 18 Bq.L<sup>-1</sup>, and there will be no risk on the human being life.

Keywords: Radon; Drinking water; Spring and well water; Annual effective dose, CR-39.

## المجلة الأردنية للفيزياء

### ARTICLE

## تحديد تراكيز الرادون واليورانيوم ونظائر مشعة أخرى في أنواع مختلفة من المياه الطبيعية في محافظة نينوى

سعيد حسن سعيد\* وصباح يوسف حسن\*\*

\* قسم الفيزياء، كلية التربية للعلوم الصرفة، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

\*\* قسم الأشعة، المعهد التقنى، الموصل، العراق.

*Received on: 24/3/2015; Accepted on: 23/7/2015* 

الملخص: جُلبت 34 عينة مياه طبيعية من مصادر مختلفة وهي مشاريع إسالة المياه، والأبار الجوفية، والعيون النقية Solid State Nuclear بفضلاً عن مياه الأمطار في محافظة نينوى. اُعتمدت تقنيتا كاشف الأثر النووي الصلب Solid State Nuclear والمعدنية، فضلاً عن مياه الأمطار في محافظة نينوى. اُعتمدت تقنيتا كاشف الأثر النووي الصلب Solid State Nuclear بالمعدنية، فضلاً عن مياه الأمطار في محافظة نينوى. اُعتمدت تقنيتا كاشف الأثر النووي الصلب Solid State Nuclear والمعدنية، فضلاً عن مياه الأمطار في محافظة نينوى. اُعتمدت تقنيتا كاشف الأثر النووي الصلب Solid State Nuclear من وع 92. والطيف الكامي باستعمال كاشف الجرمانيوم عالي النقاوة Detector (SSNTD) وعن Detector (SSNTD) ونظائر مشعة أخرى كالراديوم <sup>226</sup> واليورانيوم عالي النوو في عينات المياه تراوحت بين <sup>226</sup>Ra والبوتاسيوم M<sup>40</sup> والبزموث B<sup>40</sup>. أظهرت النتائج أن تراكيز الرادون في عينات المياه تراوحت بين <sup>226</sup>Ra والبوتاسيوم ppb والبروث والعي تركيز له كان في ماء المطر، في حين كان تركيز اليورانيوم والا (2000). والمعانية ما <sup>210</sup> والبوتاسيوم <sup>40</sup>K والبورانيوم العنات المياه تراوحت بين <sup>226</sup>Ra والبوتاسيوم <sup>40</sup>K والبروث في عينات المياه تراوحت بين <sup>226</sup>Ra والبوتاسيوم مالا (1420). وأن أعلى تركيز له كان في ماء المطر، في حين كان تركيز اليورانيوم والمذاب أولاث الأثر 140. و140. والا (2000) وطاح الما والمطر، في حين كان تركيز اليورانيوم المذاب أولاث الأثر 140. و150)، وأن أعلى تركيز الراديوم في العينات فقد بلغ <sup>40</sup> <sup>5</sup> 01\*(2000)، بينما كان تركيز ألبوتاسيوم <sup>1</sup> البوتاسيوم <sup>1</sup> الموا<sup>5</sup> 100 (2000). وتركيز الراديوم في العينات فقد بلغ <sup>40</sup> <sup>5</sup> 01\*(2000)، بينما كان تركيز ألبوتاسيوم <sup>1</sup> البوتاسيوم <sup>1</sup> البوتاسيوم <sup>1</sup> البوتاسيوم <sup>1</sup> البوتاسيوم <sup>1</sup> البوتاسيوم <sup>1</sup> البوتاسيوم <sup>1</sup> العينات فقد بلغ <sup>40</sup> <sup>5</sup> 000 (1000). وأوجد في ماء الشرب البروا<sup>5</sup> 000 (1000) والار الموا<sup>5</sup>، ووجد في ماء الشرب البالغ (1000) والاردوث <sup>1</sup> بعر (2000) العرب البوتا ألفا بحدود <sup>1</sup> بعدر (2000) ما تركيز الراديو ألفا لا بي ما وا<sup>5</sup> 10. والا الميا و<sup>1</sup> الموا<sup>5</sup>، ووجد ألفا بحدود <sup>1</sup> بعد الموصى بعاليا ما وا<sup>5</sup> 10. وي ي عينات الموا<sup>5</sup>، ووجد ألفا بحدود <sup>1</sup> بعرب 10. والدي ألفا ما واليو<sup>1</sup> بعرب الموا<sup>6</sup>، ووجد ألفا بحدو<sup>1</sup> الموصى بعرب الموصى بعن المو<sup>6</sup>

### Determination of Radon, Uranium and Other Radioactive Isotopes' Concentration in Different Types of Natural Water in Nenava Governorate

### Saeed Hassan Saeed\* and Sabah Yousif Hassan\*\*

\* Physics Department, College of Education for Pure Sciences, Mosul University, Mosul, Iraq.

\* Radiation Department, Technical Institute, Mosul, Iraq.

#### **Extended Abstract**

Radon (<sup>222</sup>Rn) is a naturally occurring radioactive gas with a half-life of 3.82 days, released from the normal decay of the elements uranium, thorium and radium in rocks and soil. It is an invisible, colourless, odourless and chemically inert gas and has no taste. Radon is fairly soluble in water and organic solvents and seeps up through the ground and diffuses into the air. It dissolves into ground water and surface water and can be released into the air when water is used. Radon is also present outdoors and indoors, but it is normally found at very low levels in outdoor air and in water from rivers and lakes.

Water represents the most important source for life and forms up (70-75)% of the total body weight. While 70% of the world's surface is covered by water, only 0.3 % of the total water

- [14] Yamauchi, T., Taniguchi, T., Oda, K., Ikeda, T., Honda, Y. and Tagawa, S., Radiat. Meas., 31 (1999) 121.
- [15] Al-Hubayti, Y.Y., M.Sc. Thesis, Physics Dept., College of Education, University of Mosul, Mosul, Iraq (2005).
- [12] Mahmood, I.H.T, M.Sc. Thesis, Physics Department, College of Education, Mosul University, Mosul, Iraq (2011).
- [13] Oda, K., Yoshida, K., Yamauchi, T., Ikeda, T., Honda, Y. and Tagawa, S., Radiat. Meas., 28 (1997) 85.



الشكل (7): العلاقة بين لوغاريتم معدل القشط النسبي للكاشف CR-39 وجرعة كاما التي يتعرض لها.

الاستنتاجات

تعتمد على القياس المباشر لأقطار الآثار وأطوالها من صور المقاطع الجانبية لصور الآثار. وعليه، يمكن القول إنه بقياس معدل القشط العام والاعتماد على المعادلة التي تم الحصول عليها ومن حساب قيمة المعلم المُميَّز للتعرض لأشعة كاما (g)، فإنه من الممكن معايرة الكاشف واستعماله كمقياس لمعدل جرعات أشعة كاما.

- [8] Ipe, N.E. and Ziemer, D.L., Nucl. Tracks, 11(3) (1986) 137.
- [9] Balestra, S., Cozzi, M., Giacomelli, G., Giacomelli, R., Giorgini, M., Kumar, A., Mandrioli, G., Manzoor, S., Margiotta, A.R., Medinaceli, E., Partizii, L., Popa, V., Qureshi, I.E., Rana, M.A., Sirri, G., Spurio, M., Togo, V. and Valieri, C., Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research, B 254 (2007) 254.
- [10] Al-Nia'emi, S.H. and Kasim, Y.Y., Jordan J. Phys., 6(1) (2013) 17.
- [11] Manzoor, S., Balestra, S., Cozzi, M., Errico, M., Giacomelli, G., Giorgini, M., Kumar, A., Margiotta, A., Medinaceli, E., Patrizii, L., Popa, V., Qureshi, I.E. and Togo, V., Nucl. Phys. Proc. Suppl., 172 (2007) 92. DOI:0.1016/j.nuclphysbps.2007.07.017.

من النتائج التي حصلنا عليها، يمكن أن نستنتج أن تعريض الكاشف CR-39 إلى جرعات من أشعة كاما يظهر تأثيراً ملحوظاً على خصائص الكاشف لاسيما معدل القشط العام VB؛ إذ يتغير طردياً وبشكل أسي مع زيادة جرعة أشعة كاما، وأن طريقة ملاً المستخدمة في حساب معدل القشط العام VB هي طريقة جيدة وتعطى نتائج جيدة لأنها

### المراجع References

- [1] Szydlowski, A., Sadowski, M., Czyzewski, T., Jaskola, M., Kormona, A., Kedzierski, J. and Krestschmer, W., Radiat. Meas., 312 (1999) 257.
- [2] Nikezic, D. and Yu, K.N., Materials Science and Engineers, R 46 (2004) 51.
- [3] Randhaw, G.S., Shyam, K. and Virk, H.S., Radiat. Meas., 22(3) (1979) 523.
- [4] Khan, H.A., Nucl. Instr. and Meth., 78 (1980) 491.
- [5] Durrani, S.A. and Bull, R.K., "Solid State Nuclear Track Detection", (Pergamon Press, Oxford, 1987).
- [6] Yamauchi, T., Ichijo, H. and Oda, K., Radiat. Meas., 34 (2001) 85.
- [7] Tager, A.A., "Physical Chemistry of Polymers", (Mir. Publishers, Moscow, USSR, 1978).

(g) للتعرض لأشعة كاما (g) للتعرض لأشعة كاما (g) ويقاس بوحدة  $^{-1}Gy$ ، على التوالي.  $^{-1}B_{No}$  فيقاس بوحدة أ $^{-1}Gy$ ، على التوالي.  $^{-1}B_{No}$  فيقاس بوحدة ألمناوي مع محور معدل القشط العام وتساوي المنحني مع محور معدل القشط العام وتساوي المقاسة المعامة في الجدول (1) وهي h 1.703 µm/h، المقاسة المعطاة في الجدول (1) وهي h 1.703 µm/h، المقاسة المعطاة في الجدول (1) وهي h من نوع المعلول وعياريته ودرجة حرارته. أما  $D_{\gamma}$  فهي وهذه التعرض (أو الامتصاص) لأشعة كاما بوحدة غراي (Gy). ومن المواءمة، نجد أنَ  $^{-1}Gy = 94.5 \text{ MGy}^{-1}$ 

إن نتائجنا بطريقة قياس قطر - طول الأثر (D-Lc) للكاشف CR-39 تتفق بشكل جيد مع نتائج المرجع [15] للكاشف CR-39 نفسه باستخدام طريقة قياس مختلفة هي طريقة القياس التثاقلي gravitational method (أي فرق الكتلة الناتج من عمليات القشط المتعاقبة للكاشف) عند الكتلة الناتج من عمليات القشط المتعاقبة للكاشف) عند في هذا البحث، فضلاً عن استخدامه لجرعات إضافية أخرى مختلفة. وكما هو واضح من مقارنة النتائج في الشكل (6)، فقد وجد [15] -كما هو موضح في الشكل (6)- أن أشعة كاما تزداد أسياً وتتبع العلاقة العامة نفسها في المعادلة (3 أو 4)، وأن نقطة التقاطع تساوي المعادلة (3 أو 4)، وأن نقطة التقاطع تساوي التثاقلي كانت 1.73=0.7، وأن المعلَم المُميز كان التثاقلي كانت 2.73=0.7، وأن المعلَم المُميز كان

حصلنا عليها. كذلك، تتفق نتائجنا مع ما وجده [13]، بتعريض كاشف CR-39 لأشعة كاما بمعدل جرعة 60<sup>C0</sup> من مصدر 6<sup>60</sup>Co تحت ظروف تجريبية مختلفة، من أن معدل القشط العام للكاشف يزداد تقريباً على شكل أسي مع جرعة أشعة كاما يتبع العلاقة العامة نفسها في المعادلة (3 أو 4)، ووجد أن المعلم المُميًز (g) كان بحدود 2<sup>-1</sup> g= 35.9 MGy.

وجدير بالذكر أن قيمة المَعلَم المُميَّز (g) تعتمد بشكل قوي على معدل الجرعة الممتصة لأشعة كاما في الكاشف R(Gy/h)، وتتغير مع الجرعة الممتصة (Gy) في حالة تغير معدل الجرعة. وكذلك فإنها تعتمد على الظروف القشطية والتجريبية، وتعتمد أيضاً على الظروف الجوية المحيطة بالكاشف في أثناء تعريضه لأشعة كاما التي ترتبط بشكل وثيق بوجود الأوكسجين ومقدار ما يتسرب منه خلال سطح الكاشف في أثناء التعرض لأشعة كاما وما يذوب (dissolved oxygen) داخله في منطقة التلف الناتج من الجسيم المشحون تحت سطح الكاشف.

ويمكن إيجاد قيم المَعلَم المُميَّز (g) كذلك من رسم  $(D_{\gamma})$  العلاقة بين $(D_{\gamma}/V_{Bo})$  وجرعة أشعة كاما ( $D_{\gamma}/V_{Bo}$ ) كما هو موضح في الشكل (7)، حيث نحصل على خط مستقيم ميله يساوي قيمة g، ويظهر من الشكل أنَّ  $g = 94.5 \text{ MGy}^{-1}$ 



مخروطي الشكل مدبب الرأس بل مدور(rounded) الرأس. فالأثر المقشوط الناتج هذا لا يمثل الأثر الحقيقي لأنه خارج منطقة التلف على بعد أكبر من مدى الجسيم، وحينها لا يُسمى أثرًا بل يُسمى حفرة القشط (etch pit)، ولهذا يجب التوقف عن قياسات معلمات الأثر مع الدخول إلى المرحلة الثانية من القشط [12].

من نتائج الشكلين (3 و4) وباستخدام العلاقة (1)، تم حساب معدلات القشط العام (V<sub>B</sub>) للكاشف CR-39 المُعرِّض لجرعات مختلفة من أشعة كاما كما هو موضح في الجدول (1). ولعمل معايرة للكاشف CR-39 لجرعات كاما، تم رسم معدل القشط العام للكاشف بوصفه دالة لجرعة الامتصاص لأشعة كاما كما هو موضح في الشكل (5)، ووجد أنه يزداد تقريبا بشكل أسي (exponentially) مع زيادة جرعة كاما حسب العلاقة:

$$y = 1.727 e^{0.0945x}$$
(2)

ما تم عمله هو مواءمة (fitting) المُعطيات مع الدالة الأسيَّة:

$$y = a e^{bx}$$
(3)

الجدول (1): معدل القشط العام بطريقة Le-D للكاشف المعرض لأشعة كاما.

$D_{\gamma}$ (kGy)	$V_{\rm B}$ (µm/h)	$Ln(V_B\gamma/V_{Bo})$
8.262	3.838	0.813
6.427	3.073	0.590
4.590	2.630	0.435
2.754	2.331	0.314
0.00	1.703	0.00



الشكل (5): تغير معدل القشط العام للكاشف CR-39 مع جرعة أشعة كاما.

إن المعادلة (3) تتفق مع ما وجده [14،13] في دراستهم لمعدل القشط العام V<sub>B</sub> للكواشف المُعرِّضة لأشعة كاما بطرائق قياس أخرى وتحت ظروف قشطية وجرعات كاما مختلفة، وقد أشاروا إلى أن معدل القشط العام V<sub>B</sub> يزداد أسياً مع الجرعات التي يتعرض لها الكاشف أو التي يمتصها الكاشف تحت شروط معدل جرعة ثابت لأشعة كاما، وتحت ظروف جوية معينة محيطة بالكاشف، ووجود الأوكسجين في أثناء التعرض إلى أشعة كاما. وعليه، يمكن كتابة المعادلة التي حصلنا عليها بصيغة عامة مشابهة للصيغة التي أوردها [13، 14] وهي:

$$V_{B\gamma} = V_{Bo} e^{g D\gamma}$$
(4)

وهكذا، فإنَّ الصيغة العامة لهذه المعادلة تمثل معادلة معايرة الكاشف لأشعة كاما تحت أية ظروف تجريبية؛ أي أن بالإمكان استعمال الكاشف كمقياس لجرعة كاما التي تعرَّض لها الكاشف أو الجرعة التي امتصها.

يُمثُل المتغير y في المعادلة (3) معدل القشط العام a يُمثُل المتغير y في المعادلة (V<sub>B</sub>) للكاشف المُعرَض إلى أشعة كاما، ويُمثُل المُعاملان b و معدل القشط العام للكاشف (القياسي) غير المُعرِّض إلى أشعة كاما (V<sub>Bo</sub>) والمعلم المُميَّز



الشكل (4): العلاقة بين <sup>2</sup>Le<sup>2</sup> وD<sup>2</sup>.

إن اقتصار القياسات على المرحلة الأولى لنمو الأثر، التي تنتهي مع وصول رأس الأثر المقشوط إلى نهاية مدى الجسيم في الكاشف حيث يصبح الأثر تام القشط يعود سببه إلى تشبع طول الأثر وثباته في المرحلة الثانية (مرحلة القشط المفرط) على الرغم من استمرار أقطار الأثار بالزيادة مع تقدم القشط. فالقشط في المرحلة الثانية يحصل في المنطقة السليمة تحت (خارج) منطقة التلف الناتج من الجسيمات الساقطة على الكاشف، ويبدأ رأس الأثر

المقشوط بالولوج الى هذه المنطقة حيث يكون على بعد أكبر من مدى الجسيم في الكاشف. ونتيجةً لذلك، فإن عمق الاثر (x)، الذي يمثل المسافة من سطح الكاشف الأصلي إلى نهاية الأثر المقشوط، يكون أكبر من مدى الجسيم في الكاشف (R)؛ أي أن R<x. وعليه، فإن المدى المتبقي ('R)، الذي يمثل المسافة المتبقية بين رأس الأثر المقشوط ونهاية مدى الجسيم على طول المسار المتضرر، تصبح قيمته سالبة حسب المعادلة R-x-R، ولا يكون الأثر الناتج



الشكل (2): أطوال الآثار مع زمن القشط لجسيمات ألفا في كاشف CR-39 المعرض لأشعة كاما.

ويعزى سبب الزيادة في أقطار الأثار وأطوالها في أعلاه إلى أن تعرض الكاشف إلى أشعة كاما يؤدى إلى تحفيز جزيئات البوليمر للكاشف وتأيينها، وهذا يعنى حصول تحلل في مادة الكاشف. وتعد عملية التحلل هذه ذات أهمية كبيرة، لأن البوليمر يعتمد إلى حد كبير على طول السلسلة. البوليمرية وترتيبها؛ إذ إن هذا التحلل يؤدى إلى زيادة الطاقة الكامنة للكاشف المُعرِّض لأشعة كاما ويؤدى إلى خفض الحاجز الطاقوي للتفاعل بين جزيئات المحلول القاشط وجزيئات الكاشف. وبتشعيع هذه الكواشف المُعرَّضة لأشعة كاما بجسيمات ألفا، تضاف طاقة إضافية أخرى كبيرة للمناطق التى تسقط عليها الجسيمات تعمل على كسر أواصر إضافية وتكوين جذور حرة أكثر على طول مسارها فى الكاشف، وبذلك تعمل على زيادة إضافية للطاقة الكامنة للمناطق التي تسقط عليها الجسيمات. إن هذه الزيادة في الطاقة الكامنة لتلك المناطق المشععة بجسيمات ألفا تؤدى إلى زيادة عدد الجزيئات الداخلة في التفاعل مع المحلول القاشط وزيادة معدل التفاعل، ومن ثم إلى انحلال أكثر لمادة الكاشف مما يعنى زيادة معدلى القشط العام V<sub>B</sub> والأثر V<sub>T</sub> للكاشف. إن زيادة جرعة أشعة كاما تعنى إعطاء طاقة إضافية أكثر للكاشف، ومن ثم زيادة أكثر لعدد الأواصر المكسَّرة عند تشعيعها بالجسيمات المشحونة التي تعمل على إنتاج ضرر أكبر في الكاشف، وهذا يعنى دخول

جزيئات أكثر في منطقة الضرر في عملية التفاعل مع المحلول القاشط، ومن ثم زيادة في كمية المادة المنحلة من الكاشف وزيادة أكثر لمعدلات القشط.

يُبِيِّن الشكلان (3) و(4) على التوالي العلاقة بين مربع قطر الأثر وحاصل ضرب فترة القشط فى طول الأثر المتكون خلال هذه الفترة (Let D<sup>2</sup>)، والعلاقة بين مربع قطر الأثر ومربع طوله (<sup>2</sup>D و<sup>2</sup>L<sub>e</sub>) لتلك الفترة الزمنية لطاقة جسيمات ألفا 3.5 MeV لجرعات أشعة كاما التي عُرِّض لها الكاشف (8.262, 6.427, 4.590, 2.754, 0.0) kGy كافة. يلاحظ من الشكلين أن العلاقة بين كل من و $(L_e t_e)$  و $(L_e t_e^2$  و $(L_e t_e^2)$  هي علاقة خطية في مرحلة  $(L_e t_e^2)$ الشكل المخروطي المنتظم للأثر، وأن هذه العلاقة لا تستمر بالتغير بشكل خطى مع زيادة ساعات القشط لأكثر من هذه المرحلة، لأن طول الأثر يزداد مع زيادة زمن القشط ويصل إلى التشبع والثبات في نهاية المرحلة الأولى عندما يصل رأس الأثر المقشوط إلى نهاية مدى الجسيم فى الكاشف، ويستمر بالثبات في مرحلة القشط المفرط، في حين يستمر قطر الأثر بالزيادة مع تقدم القشط فى مرحلة القشط المفرط خارج مدى الجسيم في الكاشف. وعليه، فإن القياسات في هذا البحث يجب أن تكون ضمن مرحلة المخروط المنتظم لشكل الأثر لجرعات أشعة كاما التى عُرِّض لها الكاشف كما هو واضح من الشكلين (2 و3).

جسيمات ألفا المتكونة فيها. تم تصوير الأشكال الجانبية (profiles) للآثار المقشوطة لجسيمات ألفا في الكواشف المُعرِّضة لجرعات كاما، وكذلك في النموذج القياسي غير المعرض لأشعة كاما، وقيست أقطارها وأطوالها لجميع أزمان القشط المتعاقبة لنمو الأثر ضمن مرحلة الشكل ومرحلة القشط المفرط المنتظم المخروطي (over-etching). وباستعمال طريقة قياس قطر - طول الأثر (D-L<sub>e</sub>) [11، 10، 9] من الصور المباشرة للآثار، CR-39 تم حساب قيم معدل القشط العام  $V_B$  للكاشف المُعرِّض لأشعة كاما وقورنت مع تلك التي تم قياسها للنموذج القياسي غير المُعرِّض لأشعة كاما. استعملت في الحصول على صور الأثار كاميرا رقمية Digital Camera MDCE-5A مثبتة على مجهر ضوئى وموصولة إلى حاسوب يعمل ضمن برنامج معين (software) مرفق مع الكاميرا لغرض إجراء قياسات أقطار الآثار وأطوالها.

### النتائج والمناقشة

يبين الشكل (1) العلاقة بين أقطار الأثار وزمن القشط لجسيمات ألفا في كاشف CR-39 المُعرِّض لجرعات مختلفة من أشعة كاما؛ إذ يُلاحظ أن العلاقة ليست خطية تمامًا بل شبه أسية، بحيث يزداد قطر الأثر مع زيادة زمن القشط ضمن مرحلة النمو المخروطي المنتظم لشكل الأثر ويستمر

بالزيادة مع تقدم القشط في مرحلة القشط المفرط خارج. مدى الجسيم في الكاشف.

أما الشكل (2) فيبين العلاقة بين أطوال الآثار وزمن القشط لجسيمات ألفا في كاشف CR-39 المُعرِّض لجرعات مختلفة من أشعة كاما؛ إذ يلاحظ من الشكل أن طول الأثر ينمو بشكل أسى تقريباً وبصورة تدريجية مع تقدم عملية القشط وصولا إلى أقصى قيمة له التى تمثل نقطة التشبع (saturation) أو الثبات، وهي تمثل نهاية المرحلة الأولى لنمو الأثر - وهي مرحلة المخروط المنتظم - وبداية المرحلة الثانية للنمو، وهي مرحلة القشط المفرط. وهذا يحدث مع وصول المحلول القاشط إلى نهاية المسار المتضرر وهي نهاية مدى الجسيم في الكاشف الذي يمثل وصول رأس الأثر المقشوط إلى هذه النقطة. ويكون الأثر الناتج مخروطى الشكل ذا نهاية مستدقة أو مدببة (cone tip). إن القيمة القصوى لطول الأثر أو قيمة التشبع والثبات (Lmax) تعتمد على طاقة الجسيم الساقط وكذلك تعتمد على نوع الكاشف وتركيبه ومنشئه، وإنها ترتبط بشكل وثيق بمعدل نمو الأثر. ويلاحظ من الشكلين (1 و2) أيضاً أن تأثير أشعة كاما يكون منتظماً؛ إذ إن زيادة جرعة كاما تؤدى إلى زيادة أقطار وأطوال الآثار وتسارع معدل نمو الأثر ووصول طول الأثر إلى حالة التشبع بشكل أسرع.



**الشكل (1):** أقطار الآثار مع زمن القشط لجسيمات الفا في كاشف CR-39 المُعرِّض لأشعة كاما.

المادة المعرضة له. فالأشعة الكهرومغناطيسية ذات الطاقات العالية تفقد جزءاً معيناً من طاقتها عند مرورها في كل وحدة سمك معين من المادة المخترقة، وإن طاقتها تتضاءل تدريجياً بزيادة عمق الاختراق، كما إن امتصاصها من قبل المادة يعتمد على طاقة فوتوناتها والجرعة (أي زمن النحرض لها)، وعلى كثافة المادة المعرضة لها والعدد الذري لمكوناتها [6]. إن تعرض الكواشف النووية الصلبة إلى جرع من الأشعة الكهرومغناطيسية والإلكترونات لا يفضي إلى إنتاج آثار (مسارات) ملحوظة في تلك الكواشف مثل ما تتركه الجسيمات المشحونة التي كتلتها أكبر من كتلة الالكترونات الناتجة عن تفاعل الفوتونات مع مادة الكاشف، ولكنها قد تترك تأثيرات واضحة المعالم في صفات تلك الكواشف وخصائصها [7].

إن التأثير الناتج عن تفاعل الإشعاع مع الكواشف البوليميرية يختلف كما عن التأثير الناتج عن درجة الحرارة. ولهذا، فعند تعرض الكاشف CR-39 الذي يمتاز بحساسية وكفاءة عاليتين فى الكشف عن الجسيمات إلى إشعاع كهرومغناطيسى، فإن ذلك يؤدي إلى كسر السلسلة الرئيسة لمجموعة الكاربونيل مما يؤدي إلى انحلال البوليمر وتكون الجذور الحرة. ووجود الأوكسجين له دور كبير؛ إذ يعد عاملا مؤكسدا يُسرِّع من عملية الانحلال ويقلل من الاستقرارية الحرارية للبوليمر (thermal stability) فيمنع إعادة ارتباط الجذور الحرة أو السلاسل المكسرة الناتجة، مما يقلل من الوزن الجزيئي للمادة. إن المناطق التي تمتاز بوزن جزيئي قليل تمتلك طاقة كامنة أكبر من المناطق السليمة، وهذا يسهِّل عملية انحلال الكاشف ويُسرِّعها عند إجراء عملية القشط عليه بعد قصفه بالجسيمات المشحونة، وبذلك تزداد معدلات القشط  $V_{\rm B}$  و $V_{\rm T}$  وقد يؤدي دخول الجذور في تفاعلات معينة إلى حصول تشابك في السلاسل البوليمرية (cross-linking)، مما يزيد من الوزن الجزيئي للبوليمر، وهذا يؤدي إلى نقصان معدل القشط  $V_{
m B}$ ، لذا فان وجود الأوكسجين يعًد مهمًا لمنع إعادة ارتباط الجذور الحرة.

لقد وجد أن الكاشف CR-39 الذي يقصف بالجسيمات المشحونة مثل جسيمات ألفا إذا تعرض لأشعة كاما قبل قصفه بالجسيمات المشحونة أو بعده، فإن ذلك يؤدي إلى زيادة حساسية الكاشف وكذلك زيادة أقطار الآثار وأطوالها [5, 8]، فضلاً عن أنه يظهر تأثير واضح في معدلات القشط مثل معدل القشط العام  $V_{\rm B}$  والأثر  $V_{\rm T}$  ونسبة معدل القشط

(الاستجابة) V للكاشف؛ إذ إن معدلات القشط تعتمد على نوع الإشعاع الكهرومغناطيسي وشدته وطاقته [2].

وتعد طريقة قياس طول- قطر الأثر (L<sub>c</sub>-D) في حساب معدل القشط العام V<sub>B</sub> للكاشف واحدة من الطرائق التي تتطلب الحصول على صور للأثار المتكونة في الكاشف، وتتطلب قياساً دقيقاً لكل من قطر الأثر (D) وطوله (L<sub>c</sub>) تجريبياً [9، 10]؛ إذ يتم حساب معدل القشط العام (V<sub>B</sub>) من العلاقة [11]:

$$V_{\rm B} = \frac{D^2}{4tL_{\rm e}} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4L_{\rm e}^2}{D^2}} \right]$$
(1)

حيث  $L_e$  طول الأثر، وD قطر فتحة الأثر، وt زمن القشط.

يهدف البحث إلى إيجاد معدل القشط العام (V<sub>B</sub>) بطريقة قياس قطر - طول الأثر لكاشف الأثر النووي -CR 92 المعرض لجرعات من أشعة كاما، وإمكانية الوصول إلى عمل معايرة للكاشف CR-39 باستخدام التشعيع لقياس جرعات كاما.

### طريقة العمل

استعملت خمس قطع من الكاشف CR-39، بسمك 250μm وبأبعاد cm<sup>2</sup> (1.5×1.5)، وصُقلت حافاتها لجعلها ناعمة وخالية من الخدوش قدر الإمكان للحصول على حافات حادة لإجراء قياسات دقيقة. تم تعريض أربع قطع من الكاشف تحت الظروف نفسها إلى ثلاث جرعات معينة من أشعة كاما هي (8.262, 6.426, 4.590, 2.754) kGy لأربع فترات زمنية h(27, 21, 15, 9)h لأربع فترات زمنية kGy الكوبلت <sup>60</sup>Co من نوع (Model C 198) معدل جرعته عند إجراء التجربة هو 0.306 kGy/h، فيما تركت القطعة الخامسة كنموذج قياسي بدون تعريض لأشعة كاما. شُعِّعت القطع المُعرِّضة لأشعة كاما وكذلك النموذج القياسي بجسيمات ألفا بطاقة MeV من مصدر الأمريشيوم Am (1μCi) الباعث لجسيمات ألفا معدل طاقتها القصوى MeV 5.485 ومتوسط مداها فى الهواء يقرب من 4.16 cm، وقد تم الحصول على الطاقة 3.5 MeV من خلال تغيير البعد بين المصدر المشع والكاشف في الهواء.

استعملت المادة الكيميائية القلوية KOH نقاوتها 95% بدرجة حرارة C° (1±7) وعيارية 6.25 في عملية القشط الكيميائي لقِطَع الكواشف لإظهار آثار Recently, researchers keep on investigating irradiation effects of low LET radiation, such as  $\gamma$ -rays, UV-light or electrons, by using and developing various methods and different approaches for measuring parameters of solid state nuclear track detectors, such as the track etch rate (V<sub>T</sub>), the bulk etch rate (V<sub>B</sub>), the sensitivity (V), the etched track length (L<sub>e</sub>) and how these parameters are varied with the detector depth analog with the variations in the track growing stages. Accordingly, this study deals with investigating irradiation effects of low LET radiation of  $\gamma$ -rays on the bulk etch rate of (V<sub>B</sub>) of the plastic polycarbonate solid state nuclear track detector CR-39 using the track diameter-length (D-L<sub>e</sub>) measurement approach.

A group of five pieces of plastic detector CR–39 of 250  $\mu$ m thickness and dimensions (1.5x1.5) cm<sup>2</sup> were used. Four of them were exposed to  $\gamma$ -rays from <sup>60</sup>CO (368.21Ci) with a dose rate of 0.306 kGy/h and doses of (2.754, 4.590, 6.426, 8.262) kGy corresponding to irradiation times of (9, 15, 21, 27) h respectively, while the last detector piece was left without  $\gamma$ -ray irradiation. Both  $\gamma$ -ray irradiated and un-irradiated detectors were then directly irradiated with alpha particles of 3.5 MeV energy from <sup>214</sup>Am (1 $\mu$ Ci) source.

In order to reveal alpha particle tracks, the detectors were etched by the aqueous solution of KOH of 6.5 N molarity at a temperature of (70±1) °C for (1.5-4) h with a recurrent increase each 0.5 h. The profiles of the tracks and their diameters and lengths were measured using the digital camera MDCE-5A fixed on an optical microscope and connected to a computer. Using the track diameter-length (D-L<sub>e</sub>) measurement approach, the bulk etch rate (V<sub>B</sub>) was measured as a function of  $\gamma$ -rays absorbed dose. It was found that the bulk etch rate (V<sub>B</sub>) increased exponentially with the dose (D $\gamma$ ), and its value was between (1.703-3.838) µm/hr corresponding to the examined  $\gamma$ -ray doses. The  $\gamma$ -irradiation characteristic parameter (g) was also calculated and found to be equal to 94.5 MGy<sup>-1</sup>. However, the D-L<sub>e</sub> measurement method of the bulk etch rate of the detector CR-39 exposed to  $\gamma$ -doses showed good agreement with other measurement methods and approaches used by other researchers.

Keywords: Track detector; CR-39; Gamma-ray exposure; Dose-rate; Bulk etch rate.

### المقدمة

يعد معدل القشط العام معلماً كشفياً من معالم الكاشف؛ إذ يعتمد على عوامل عدة، منها نقاوة المادة الأساسية المصنع منها الكاشف، ومدى تجانسها وتماثل خواصها، وطبيعة جزيئات الكاشف البوليمري، وظروف بلمرتها خلال عملية إنتاج الكاشف، فضلاً عن اعتماده على العوامل البيئية في أثناء تشعيع الكاشف. وإلى جانب كون V<sub>B</sub> معلماً كشفيا، فإنه يعد معلماً قشطيًا (Etching Parameter) مهماً أيضاً؛ إذ يعتمد على نوع المحلول الكيميائي القاشط وتركيزه ودرجة حرارته [1، 2].

تلعب العوامل البيئية دوراً كبيراً في التأثير على الصفات الكشفية والتسجيلية لكواشف الأثر النووي البلاستيكية (SSNTDs)، كالحساسية، والزاوية الحرجة، ومعدلات القشط العام، والأثر. ويمكن تقسيم هذه العوامل إلى نوعين: الأول هو العوامل الفيزيائية، ومن أمثلتها الأمواج فوق الصوتية، والمجال الكهربائي، ودرجات الحرارة العالية، والجرعات العالية من الإشعاعات الكهرومغناطيسية. والنوع الثاني هو العوامل الكيميائية مثل نوع المحلول القاشط، وتركيزه، ودرجة حرارته، ونوع المحاليل المضافة إلى المحلول القاشط، فضلاً عن وجود الأوكسجين والرطوبة والماء، وظروف الخزن [3، 4، 5]. وهناك عوامل أخرى

تخص الكاشف نفسه، لاسيما العضوية منها، لها تأثير على حساسيته مثل نقاوة المونمر، والتركيب الجزيئي للبوليمر، وظروف البلمرة [3].

إن دراسة تأثير العوامل البيئية في الكاشف تمكُّننا من معرفة وقياس التأثيرات الحقيقيّة للجسيمات المشحونة التي يُقصف بها الكاشف. ومهما يكن تأثير العوامل البيئية في الكاشف إيجابيًا أو سلبيًا، فإنها مفيدة في جوانب متعددة؛ فمثلاً التأثيرات السلبية للأشعة الكهرومغناطيسية عند ظروف معينة تعمل على زيادة صلابة الكاشف البوليمري وهذا يُعدَ أمرًا سلبيًا في الكشف عن الجسيمات بينما يُعدً إيجابيًا في الاستعمالات الصناعية للكاشف البوليمري.

إن التأثير الكبير والملحوظ لدرجة الحرارة المتمثل في التلدين والتبريد على الصفات الكشفية والقشطية وسهولة إنجاز هذه العملية أدى إلى إجراء دراسات مختلفة لمعرفة هذا التأثير قبل قصف الكاشف بالجسيمات وبعده، في حين أن تأثير الأشعة الكهرومغناطيسية لا يأخذ المدى نفسه لأن هذه العملية تحتاج إلى طاقات وجرعات عالية للوصول إلى تأثيرات ملحوظة، فضلاً عن أن تلك التأثيرات تكون غير منتظمة وقد تتغير آنياً بتغير معلمات الإشعاع ومعلمات

## المجلة الأردنية للفيزياء

## ARTICLE

## معدل القشط العام لكاشف الأثر CR-39 المُعرِّض لأشعة كاما باستخدام طريقة D-Le

ياسر يحيى قاسم قسم الفيزياء، كلية التربية للعلوم الصرفة، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

Received on: 9/2/2014; Accepted on: 4/10/2015

الملخص: تم إيجاد معدل القشط العام للكاشف CR-39 تحت تأثير أشعة كاما من <sup>60</sup>Co، وذلك باستخدام طريقة قياس قطر- طول الأثر (.D-L). شُعُع الكاشف بجسيمات ألفا من مصدر الأمريشيوم <sup>241</sup>Am بطاقة 3.5 MeV مباشرة بعد التعريض لأشعة كاما. تم قياس معدل القشط العام بوصفه دالة لجرعة الامتصاص لأشعة كاما عند معدل جرعة 0.306 kGy/h ولجرعات مختلفة تراوحت بين kGy/h (.8.262 - 0.0). لقد وجد أن معدل القشط العام (V<sub>B</sub>) يزداد تقريباً بشكل أسي مع الجرعة (.D)، وأن قيمته كانت بين m/hr (1.703-3.838) بالترتيب تبعاً للجرعات المختبرة، وأن قيمة معلم الخاصية للتعرض لأشعة كاما توافقاً جيداً مع نتائج دراسات آخرين استخدموا طرائق قياس مختلفة. للكاشف CR-39 المُعرِّض لجرعات كاما توافقاً جيداً مع نتائج دراسات آخرين استخدموا طرائق قياس مختلفة.

### Bulk Etch Rate of CR-39 Track Detector Exposed to Gamma Dose Using D-L<sub>e</sub> Method

Y. Y. Kasim

Physics Department, College of Education for Pure Sciences, Mosul University, Mosul, Iraq.

#### **Extended Abstract**

The use of solid state track detectors (SSNTDs) has already become well-known, having been extensively used in nuclear physics, space physics, biophysics, geology, nuclear engineering, monitoring radon concentrations of radon gas by recording its emitted alpha particles, as well as in many other fields. It is known that some plastic types of solid state nuclear detectors such as polycarbonate CR-39 and PM-355, cellulose nitrate CN-85 and LR-355 or cellulose acetate CA-80 are highly sensitive to ionizing radiations and charged particles.

Operation of the solid-state nuclear track detector is based on the fact that a heavy charged particle which is heavier than an electron will cause extensive ionization of the material when it passes through a medium. Along the path of the alpha particle, a zone enriched with free chemical radicals and other chemical species is then created. This damage zone is called a latent track. Now, when a piece of material containing latent tracks is exposed to some chemically aggressive solution, chemical reaction would be more intensive along the latent track. The overall effect is that the chemical solution etches the surface of the detector material, but with a fast rate in the damaged region. In this way, a track of the particle is formed, which may be seen under an optical microscope or by other counting techniques.

The secondary electrons or  $\gamma$ -rays should also contribute to producing damage in plastic detectors. Though low LET radiation such as  $\gamma$ - rays or electrons cannot form any etchable tracks, it is observed in plastic detectors that some changes in macroscopic properties of the detector, such as sensitivity, etching rates, brittleness or change in color are all induced when the irradiation dose becomes higher than about Mrad. An increase of bulk etching rate has been reported as the most striking change among macroscopic properties.

## Authors Index

199

## Subject Index

Annual effective dose	. 227
Bulk etch rate	. 217
Cauchy-Urbach	. 205
CR-39	. 217,227
Dose-rate	. 217
Drinking water	. 227
Ellipsometery	. 205
Entanglement	. 187
Gamma-ray exposure	. 217
Heavy quarkonia	. 199
Mass spectra	. 199
Optical constants	. 205
Phenomenological potential	. 199
QQ-onia package	. 199
Quantization-deformation	. 187
Quantum Yang-Baxter equation	. 187
Radon	. 227
Silica sand	. 205
Spring and well water	. 227
Sputtering	. 205
Track detector	. 217
**المراجع**: يجب طباعة المراجع بأسطر مزدوجة ومرقمة حسب تسلسلها في النص. وتكتب المراجع في النص بين قوسين مربعين. ويتم اعتماد اختصارات الدوريات حسب نظام Wordlist of Scientific Reviewers.

**الجداول**: تعطى الجداول أرقاما متسلسلة يشار إليها في النص. ويجب طباعة كل جدول على صفحة منفصلة مع عنوان فوق الجدول. أما الحواشي التفسيرية، التي يشار إليها بحرف فوقي، فتكتب أسفل الجدول.

الرسوم التوضيحية: يتم ترقيم الأشكال والرسومات والرسومات البيانية (المخططات) والصور، بصورة متسلسلة كما وردت في النص.

تقبل الرسوم التوضيحية المستخرجة من الحاسوب والصور الرقمية ذات النوعية الجيدة بالأبيض والأسود، على ان تكون أصيلة وليست نسخة عنها، وكل منها على ورقة منفصلة ومعرفة برقمها بالمقابل. ويجب تزويد المجلة بالرسومات بحجمها الأصلي بحيث لا تحتاج إلى معالجة لاحقة، وألا تقل الحروف عن الحجم 8 من نوع Times New Roman، وألا تقل سماكة الخطوط عن 0.5 وبكثافة متجانسة. ويجب إزالة جميع الألوان من الرسومات ما عدا تلك التي ستنشر ملونة. وفي حالة إرسال الرسومات بصورة رقمية، يجب أن تتوافق مع متطلبات الحد الأدنى من التمايز (1200 dpi Resolution) لرسومات الأبيض والأسود الخطية، و 600 للرسومات بالون الرمادي، ويقب إزالة جميع الألوان من الرسومات ما عدا تلك التي ستنشر ملونة. وفي حالة إرسال الرسومات بصورة رقمية، يجب أن تتوافق مع متطلبات الحد الأدنى من التمايز (1200 dpi Resolution) لرسومات الأبيض والأسود الخطية، و 600 للرسومات باللون الرمادي، وا عن 300 dpi وا ما ما عدا تلد التي الرسومات الأبيض والأسود الخطية، و ما 600 للرسومات باللون الرمادي، متطلبات الحد الأدنى من الموانة. ويجب تخزين جميع ملفات الرسومات على شكل (jpg)، وأن ترسل الرسوم التوضيحية بالحجم الفعلي الذي سيظهر في المجلة. وسواء أرسل المخطوط بالبريد أو عن طريق الشبكة (Online)، يجب أرسال نسخة ورقية أصلية ذات نوعية جيدة للرسومات التوضيحية.

- **مواد إضافية**: تشجع المجلة الباحثين على إرفاق جميع المواد الإضافية التي يمكن أن تسهل عملية التحكيم. وتشمل المواد الإضافية أي اشتقاقات رياضية مفصلة لا تظهر فى المخطوط.
- المخطوط المنقح (المعدّل) والأقراص المدمجة: بعد قبول البحث للنشر وإجراء جميع التعديلات المطلوبة، فعلى الباحثين تقديم نسخة أصلية ونسخة أخرى مطابقة للأصلية مطبوعة بأسطر مزدوجة، وكذلك تقديم نسخة إلكترونية تحتوي على المخطوط كاملا مكتوبا على Microsoft Word for Windows 2000 أو ما هو استجد منه. ويجب إرفاق الأشكال الأصلية مع المخطوط النهائي المعدل حتى لو تم تقديم الأشكال إلكترونيا. وتخزن جميع ملفات الرسومات على شكل (jpg)، وتقدم جميع الرسومات التوضيحية بالحجم الحقيقي الذي ستظهر به في المجلة. ويجب إرفاق قائمة ببرامج الحاسوب التي استعملت في كتابة النص، وأسماء الملفات على قرص مدمج، حيث يعلَم القرص بالاسم الأخير للباحث، وبالرقم المرجعي للمخطوط للمراسلة، وعنوان المقالة، والتاريخ. ويحفظ في مغلف واق.

الفهرسة: تقوم المجلة الأردنية للفيزياء بالإجراءات اللازمة لفهرستها وتلخيصها فى جميع الخدمات الدولية المعنية.

# حقوق الطبع

يُشَكَّل تقديم مخطوط البحث للمجلة اعترافاً صريحاً من الباحثين بأنَ مخطوط البحث لم يُنْشَر ولم يُقَدُم للنشر لدى أي جهَة أخرى كانت وبأي صيغة ورقية أو الكترونية أو غيرها. ويُشترط على الباحثين ملء أنموذج يَنُصُ على نقْل حقوق الطبع لتُصبح ملكاً لجامعة اليرموك قبل الموافقة على نشر المخطوط. ويقوم رئيس التحرير بتزويد الباحثين بإنموذج نقّل حقوق الطبع مع النسخة المُرْسَلَة للتنقيح. كما ويُمنع إعادة إنتاج أيِّ جزء من الأعمال المنشورة في المجلَة من دون إذن خَطَيٍّ مُسْبَق من رئيس التحرير.

# إخلاء المسؤولية

إن ما ورد في هذه المجلة يعبر عن آراء المؤلفين، ولا يعكس بالضرورة آراء هيئة التحرير أو الجامعة أو سياسة اللجنة العليا للبحث العلمي أو وزارة التعليم العالي والبحث العلمي. ولا يتحمل ناشر المجلة أي تبعات مادية أو معنوية أو مسؤوليات عن استعمال المعلومات المنشورة في المجلة أو سوء استعمالها.

### معلومات عامة

المجلة الأردنية للفيزياء هي مجلة بحوث علمية عالمية متخصصة مُحكمة تصدر بدعم من صندوق دعم البحث العلمي، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، عمان، الأردن. وتقوم بنشر المجلة عمادة البحث العلمي والدراسات العليا في جامعة اليرموك، إربد، الأردن. وتنشر البحوث العلمية الأصيلة، إضافة إلى المراسلات القصيرة Short Communications، والملاحظات الفنية Technical Notes، والمقالات الخاصة Feature Articles، ومقالات المراجعة Shori مي مجالات الفيزياء النظرية والتجريبية، باللغتين العربية والإنجليزية.

### تقديم مخطوط البحث

تقدم البحوث عن طريق إرسالها إلى البريد الإلكتروني : jjp@yu.edu.jo

تقديم المخطوطات إلكترونيًا: اتبع التعليمات في موقع المجلة على الشبكة العنكبوتية.

ويجري تحكيمُ البحوثِ الأصيلة والمراسلات القصيرة والملاحظات الفنية من جانب مُحكَمين اثنين في الأقل من ذوي الاختصاص والخبرة. وتُشَجِّع المجلة الباحثين على اقتراح أسماء المحكمين. أما نشر المقالات الخاصَّة في المجالات الفيزيائية النَشطَة، فيتم بدعوة من هيئة التحرير، ويُشار إليها كذلك عند النشر. ويُطلَّب من كاتب المقال الخاص تقديم تقرير واضح يتسم بالدقة والإيجاز عن مجال البحث تمهيداً للمقال. وتنشر المجلةُ أيضاً مقالات المراجعة في الحقول الفيزيائية النشطة سريعة التغير، وتُشَجَع كاتبي مقالات المراجعة أو مُستَكتبيها على إرسال مقترح من صفحتين إلى رئيس التحرير. ويُرْفَق مع البحث المكتوب باللغة العربية ملخص (Abstract) وكلمات دالة (Keywords) باللغة الإنجليزية.

ترتيب مخطوط البحث

يجب أن تتم طباعة مخطوط البحث ببنط 12 نوعه Times New Roman، وبسطر مزدوج، على وجه واحد من ورق A4 (21.6 × 27.9 سم) مع حواشي 3.71 سم ، باستخدام معالج كلمات ميكروسوفت وورد 2000 أو ما استُتجد منه. ويجري تنظيم أجزاء المخطوط وفق الترتيب التالي: صفحة العنوان، الملخص، رموز التصنيف (PACS)، المقدّمة، طرق البحث، النتائج، المناقشة، الخلاصة، الشكر والعرفان، المراجع، الجداول، قائمة بدليل الأشكال والصور والإيضاحات، ثَمَّ الأشكال والصور والإيضاحات. وتُكتَّب العناوين الرئيسة بخطً عامق، بينما

- صفحة العنوان: وتشمل عنوان المقالة، أسماء الباحثين الكاملة وعناوين العمل كاملة. ويكتب الباحث المسؤول عن المراسلات اسمه مشارا إليه بنجمة، والبريد الإلكتروني الخاص به. ويجب أن يكون عنوان المقالة موجزا وواضحا ومعبرا عن فحوى (محتوى) المخطوط، وذلك لأهمية هذا العنوان لأغراض استرجاع المعلومات.
- **الملخص**: المطلوب كتابة فقرة واحدة لا تزيد على مائتي كلمة، موضحة هدف البحث، والمنهج المتبع فيه والنتائج وأهم ما توصل إليه الباحثون.
  - **الكلمات الدالة**: يجب أن يلى الملخص قائمة من 4-6 كلمات دالة تعبر عن المحتوى الدقيق للمخطوط لأغراض الفهرسة.
  - PACS: يجب إرفاق الرموز التصنيفية، وهي متوافرة في الموقع http://www.aip.org/pacs/pacs06/pacs06-toc.html.
- **المقدمة**: يجب أن توضّح الهدف من الدراسة وعلاقتها بالأعمال السابقة في المجال، لا أن تكون مراجعة مكثفة لما نشر (لا تزيد المقدمة عن صفحة ونصف الصفحة مطبوعة).
- **طرائق البحث (التجريبية / النظرية)**: يجب أن تكون هذه الطرائق موضحة بتفصيل كاف لإتاحة إعادة إجرائها بكفاءة، ولكن باختصار مناسب، حتى لا تكون تكرارا للطرائق المنشورة سابقا.
  - النتائج: يستحسن عرض النتائج على صورة جداول وأشكال حيثما أمكن، مع شرح قليل في النص ومن دون مناقشة تفصيلية.

المناقشة: يجب أن تكون موجزة وتركز على تفسير النتائج.

- الاستنتاج: يجب أن يكون وصفا موجزا لأهم ما توصلت إليه الدراسة ولا يزيد عن صفحة مطبوعة واحدة.
- الشكر والعرفان: الشكر والإشارة إلى مصدر المنح والدعم المالي يكتبان في فقرة واحدة تسبق المراجع مباشرة.

on Form	Jordan Journal of		
	PHYSICS		
Subscripti	An International Peer-Reviewed Research Journal issued by the Support of the Scientific Research Support Fund		
Published by the Deanship of Research & Graduate Studies, Yarmouk University, Irbid, J			ty, Irbid, Jordan
الأسم:			
Specialty:		التخصص:	
A	.ddress:	العنوان:	
صندوق البريد:			صندوق البريد:
C	مدينة/الرمز البريدي:		
C	الدولة:		
رقم الهاتف: Phone:			
F	رقم الفاکس:Fax No		
Е	البريد الإلكتروني:		
N	lo. of Subscription:	 عدد الإشتراكات:	
Method of Payment:		طريقة الدفع:	
Amount Enclosed:		المبلغ المرفق:	
التوقيع:Signature:			
Cheques should be paid to Deanship of Research and Graduate Studies - Yarmouk University.			
I would like to subscribe to the Journal <b>For</b>		One Year Subscr	iption Rates
• One Year		Inside Jordan	Outside Jordan
Two Years		Students JD 8	€ 40 € 20
Three Years		Institutions JD 12	€ 60
Correspondence			
Subscriptions and Sales:			
Prof. Nehad M. Tashtosh Deanship of Research and Graduate Studies Yarmouk University Irbid – Jordan			
<b>Telephone</b> : 00 962 2 711111 Ext. 2075			
Fax No.: 00 962 2 7211121			



جامعة اليرموك



المملكة الأردنية الهاشمية

# المجلة الأردنية للفيزيا م

مجلة بحوث علمية عالمية متخصصة محكَّمة تصدر بدعم من صندوق دعم البحث العلمي

المجلد (8)، العدد (4)، 2015م / 1437هـ



# المجلد (8)، العدد (4)، 2015م / 1437هـ

المجلة الأردنية للفيزياء: مجلة علمية عالمية متخصصة محكَمة تصدر بدعم من صندوق دعم البحث العلمي، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، الأردن، وتصدر عن عمادة البحث العلمي والدراسات العليا، جامعة اليرموك، إربد، الأردن.

رئيس التحرير:

نهاد محمد طشطوش قسم الفیزیاء، جامعة الیرموك، إربد، الأردن. nehadmt@yu.edu.jo

### هيئة التحرير:

ضياء الدين محمود عرفة رئيس جامعة آل البيت، المفرق، الأردن. darafah@ju.edu.jo نبيل يوسف أيوب الجامعة الألمانية الأردنية، عمان، الأردن. nabil.ayoub@gju.edu.jo جميل محمود خليفة قسم الفيزياء، الجامعة الأردنية، عمان، الأردن. jkalifa@ju.edu.jo سامي حسين محمود قسم الفيزياء، الجامعة الأردنية، عمان، الأردن. s.mahmood@ju.edu.jo مروان سليمان الموسى قسم الفيزياء، جامعة مؤتة، الكرك، الأردن. mmousa@mutah.edu.jo ابراهيم عثمان أبو الجرايش قسم الفيزياء، جامعة اليرموك، إربد، الأردن. ijaraysh@yu.edu.jo أكرم عبد المجيد الروسان قسم الفيزياء التطبيقية، جامعة العلوم والتكنولوجيا الأردنية، إربد، الأردن. akram@just.edu.jo محمد خالد الصغير قسم الفيزياء، الجامعة الهاشمية ، الزرقاء، الأردن. msugh@hu.edu.jo

**سكرتير التحرير**: مجدي الشناق

ترسل البحوث إلى العنوان التالي:

الأستاذ الدكتور نهاد محمد طشطوش رئيس تحرير المجلة الأردنية للفيزياء عمادة البحث العلمي والدراسات العليا، جامعة اليرموك إربد ، الأردن 8 هاتف 201111 2 206 00 فرعي 2075 E-mail: jjp@yu.edu.jo Website: http://Journals.yu.edu.jo/jjp