

جامعة محمد خيضر بسكرة
كلية العلوم الدقيقة وعلوم الطبيعة والحياة
قسم علوم المادة



مذكرة ماستر

علوم المادة
فيزياء
فيزياء طاقوية وطاقات متجددة
رقم: أدخل رقم تسلسل المذكرة

إعداد الطالبة:
فرج الله خرخاشي شهرزاد
يوم: 13/06/2024

دراسة الفعل الحصر الكولومبي في المركبات النانومترية

لجنة المناقشة:

رئيس	جامعة محمد خيضر بسكرة	MCB	بن صالح نجوى
مشرف	جامعة محمد خيضر بسكرة	MCB	بوذييب وهيبية
مناقش	جامعة محمد خيضر بسكرة	MCA	لعياضي وداد

السنة الجامعية : 2024 / 2023

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ
سَارِسِيرَه وَاتَّبِعْ هَدْيَه وَاقْتَفَى

بسم الله وكفى ، الصلاة والسلام على النبي الذي اصطفى على اهله وصحبه ومن

سارسيره واتبع هديه واقتفى

مسك اختتام

هي خطوات كتبت علينا فشيئناها ها انا اصل الى ضوء اخر النفق ، الى خاتمة المشوار ونهاية

المطاف ، الحمد لله الذي وضع لي في طريقتي الا المحسنين الذين يجودون بالنفس و النفيس من

اجل غاية نبيلة وهدف عظيم

و بمناسبة تخرجي هذا لا يسعني الا ان اتقدم بالشكر الجزيل لكل من علمني وانا طريقتي

ووقف الى جانبي معلما وناصحا ومرشدا اهدي باسمي تشكراتي والامتنان لما قدموه لي من

مجهودات ، ونخص بالذكر الأستاذة المشرفة "بوزيب وهيبه "

والأستاذة "بن صالح نجوى" رئيسة اللجنة والأستاذة المناقشة "لعياضي ووداد" والى من قدم لنا يد

المساعدة أساتذة قسم الفيزياء



اهدي ثمرة جهدي الى اعلى اثنين

الى من لو جاز السجود لغير الله لسجدت لها ، الى اول من رات عيني ونطق لساني ونبع
حناني التي اسع لرضاها واطع في دعائها ، الى من جنتي تحت قدميها امي اكنونة الغالية

حفظها الله

الى من فطرني المولى على حبه والإحسان اليه ، الى من ساهم في تربيتي وسعى جاهدا من
اجل ان اكون في اعلى و افضل المراتب الى الذي كان وراء كل خطوة خطوتها في طريق

العلم ، ابي حبيبي الغالي رعاه الله

الى من تقاسمت احياء معهم اختي " مريم " واخواي " يوسف " و " محمد " والى جدتي

" سعدة " حبيبتي حفظها الله لنا ورعاها

ملخص :

لقد قمنا في هذا العمل بتحليل ظاهرة فيزيائية المتمثلة في الحصر الكولومبي (Coulomb Blockade) ودرسنا العوامل المؤثرة عليه في المركبات النانومترية وشروط تحقيقه، تحديدا في النظام ثنائي الوصلة النفقية وذلك بواسطة المبرمج (MATLAB) . ويهدف هذا البحث إلى التعرف على هاته الظاهرة وفهمها. حيث قمنا بتحليل خاصية تيار- جهد لانتقال الكترون واحد ولعدة انتقالات للالكترونات، بالإضافة الى دراسة تأثير كل من المقاومة والسعة للوصلتين عليه. فوجدنا انهما يؤثران على التيار على عكس الحصر الكولومبي فكما غيرنا في السعة والمقاومة لم تتأثر منطقة الحصر الكولومبي، فمن خلال هذه الدراسة وجدنا ان وجود الشحنة الشائبة في النقطة الكمومية تؤثر عليه بشكل ملحوظ جدا. بعدها تطرقنا لحساب زمن العبور الكلي لانتقال الكترون واحد ودراسة تأثير كل من المقاومة و السعة للوصلتين عليه، اما بالنسبة لعدة انتقالات فدرسنا ذلك في النظام المتناظر و الغير متناظر وبعدها تطرقنا الى تحليل زمن عبور الوصلة الاولى ودراسة تأثير كل من الجهد و المقاومة والسعة عليه. وتوصلنا الى النتائج التالية انه كلما زادت قيمة المقاومة والسعة وانخفض الجهد زاد زمن اختراق الوصلة مما يؤدي الى زيادة منطقة الحصر الكولومبي والعكس صحيح.

الكلمات المفتاحية: الحصر الكولومبي، المركبات النانو مترية، نظام ثنائي الوصلة، الوصلة النفقية، المقاومة الكوانتية، ترانزستور احادي الكترون.

Abstract:

In this work, we have analyzed a physical phenomenon of the Coulomb Blockade, and we studied the factors affecting it in nanometer devices and determined the conditions for its realization, specifically in the dual junction tunnel system by using Mat lab's program. This research object to identify and understand this phenomenon. For this, we analyzed the current-tension characteristics in quantum dot and studying the effect of the resistance and capacity of the two tunnel junctions, we found that they affect the current, unlike the Coulomb Blockade. Also, we study the affect the impurity charges in the quantum dot, when its increases we found that the current decreases because this charges is defects where as the Coulomb blockaded is disappearing. After that, we calculated the total transit time for the transfer of a single electron and studying the effect of both the resistance and capacitance of the junctions on it. As for several transitions, we studied that in the symmetrical and asymmetric system. Then we analyzed the transit time of the first junction and studying the effect of the voltage, resistance, and capacitance on it. Finally, we arrived to the following results: As the value of resistance and capacitance increases and the voltage decreases, the junction penetration time increases, which leads to an increase in the Coulomb confinement and vice versa.

Key words: Coulomb Blockaded, nanostructure, junction tunnel, dual junction tunnel system, quantum resistance, single electron transistor.

الفهرس

I.....	شكر وتقدير
II.....	اهداء
III.....	الملخص
IV.....	الفهرس
XII	قائمة الاشكال
IX.....	قائمة الرموز
2.....	المقدمة العامة
3.....	مراجع المقدمة العامة

❖ الفصل الأول: مفاهيم عامة على الحصر الكولومبي

5.....	1.1. مقدمة
5.....	2.1. البنية النانوية
5.....	1. 2.1. تعريف
5.....	2. 2.1. الابار الكمونية (Quantum well)
6.....	3. 2.1. السلك الكموني (Quantum wire)
6.....	4. 2.1. النقطة الكمونية (Quantum dot)
7.....	3.1. الوصلة النفقية (tunnel junction)
7.....	1. 3.1. المكثفات الكلاسيكية (classic capacitors)
7.....	1. 1. 3.1. تعريف
8.....	2. 1. 3.1. الشحنة في المكثفة الكلاسيكية (charge in a classic capacitor)
10.....	2. 3.1. المكثفة الكوانتية (Quantum Capacitor)
10.....	1. 2. 3.1. الفعل النفقي (tunneling effect)
12.....	2. 2. 3.1. الوصلة النفقية (junction tunnel)
13.....	4. 1. الحصر الكولومبي (coulomb blockade)
13.....	1. 4.1. تعريف
13.....	2. 4.1. شروط الحصر الكولومبي

- 13.....4.I.3. مركبات الحصر الكولومبي
- 15.....4.I.4. عملية وتفسير الحصر الكولومبي
- 18.....4.I.5. الحصر الكولومبي ودرجة الحرارة T
- 20.....4.I.6. الحصر الكولومبي و المقاومة R_t
- 21.....4.I.7. تطبيقات الحصر الكولومبي
- 22.....4.I.8. ايجابيات الحصر الكولومبي
- 22.....4.I.9. سلبيات الحصر الكولومبي
- 23.....قائمة مراجع الفصل الاول

❖ الفصل الثاني : دراسة نظرية لفعل الحصر الكولومبي

- 27.....II.1. مقدمة
- 27.....II.2. الدراسة النظرية الكلاسيكية
- 27.....II.1.2. الشحنة و الجهد
- 28.....II.2.2. الطاقة الكامنة
- 29.....II.2.3. عمل المنبع (work of the source)
- 32.....II.2.4. الانتقالات المسموحة في النظام ثنائي الوصلة النفقية
- 32.....II.1.4.2. الوصلة النفقية الثانية (junction 2)
- 33.....II.2.4.2. الوصلة النفقية الاولى (junction 1)
- 36.....II.3. دراسة ديناميكية للتيار الكهربائي
- 36.....II.1.3. زمن مرور الالكترين في النظام ثنائي الوصلة
- 39.....II.2.3. التيار الكهربائي
- 42.....II.3.3. تأثير شحنة الشوائب q_0 على الحصر الكولومبي
- 44.....قائمة مراجع الفصل الثاني

❖ الفصل الثالث : النتائج و المناقشة

- 47.....III.1. مقدمة
- 47.....III.2. دراسة خصائص التيار لانتقال الكترين واحد في النظام ثنائي الوصلة
- 48.....III.2.1. دراسة تأثير السعة و المقاومة على التيار

- III . 2 . 2. دراسة تأثير الشحنة الشائبة على الحصر الكولومبي.....49
- III . 3. دراسة خواص التيار لانتقال عدة الكترونات.....50
- III . 4 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لعدة انتقالات.....51
- III . 4 . 1. دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد في حالة نظام متناظر $a=1$ و $b=1$51
- III . 4 . 2. دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد في حالة نظام غير متناظر $C_1 \neq C_2$ و $R_{t1} \neq R_{t2}$52
- III . 5 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لانتقال الكترون واحد.....53
- III . 5 . 1 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لانتقال الكترون واحد لما $R_{t1} \neq R_{t2}$53
- III . 5 . 2 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لانتقال الكترون واحد لما $R_{t1} = R_{t2}$54
- III . 5 . 3. دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_155
- III . 5 . 4. دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t2}56
- III . 5 . 5. دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t1}57
- III . 6 . دراسة تغير زمن العبور t_1 بدلالة C_158
- III . 6 . 1. تأثير الجهد V على زمن العبور t_158
- III . 6 . 2 . تأثير المقاومة على زمن العبور t_159
- III . 6 . 3 . تأثير السعة C_2 على زمن العبور t_160
- الخاتمة العامة.....62

قائمة الأشكال :

- 1.I تمثيل الحصر من 0D الى 3D 5
- 2.I تمثيل الحصر 2D 6
- 3.I تمثيل الحصر 1D 6
- 4.I التصوير المجهرى للنقاط الكمونية 7
- 5.I تمثيل الحصر 0D 7
- 6.I رمز المكثفة في الدارة 7
- 7.I مكثفة مستوية تحمل الشحنة $q_A = -q_B$ 8
- 8.I أ. منحنى الشحنة المخزنة في المكثفة الكلاسيكية بدلالة الجهد 8
- 8.I ب. دارة كهربائية المكافئة لمكثفة كلاسيكية 8
- 9.I مخطط لمبدأ مكثفة كوانتية 10
- 10.I رسم تخطيطي يمثل مرور حزمة من الموجات خلال حاجز الطاقة بالفعل النفقي 11
- 11.I رمز الوصلة 12
- 12.I نموذج الوصلة النفقية عند مرور الكترون وعدم مروره 12
- 13.I المخطط الكهربائي المعادل لهيكل معدن - عازل - معدن - عازل - معدن (MIMIM) تحت تأثير جهد V 14
- 14.I تمثيل تخطيطي لمخطط الطاقة لنظام ثنائي الوصلة 15
- 15.I منحنى تغير التيار بدلالة الجهد عند ($V_{ds} = 0$) 15
- 16.I منحنى التيار بدلالة الجهد يوضح الحصر الكولومبي 16
- 16.I تغير التيار بدلالة الجهد لانتقال الكترون واحد 16
- 17.I تغير التيار بدلالة الجهد لانتقال الكترونين 17
- 18.I تغير التيار بدلالة الجهد لعدة انتقالات للكترونات 18
- 20.I تأثير درجة الحرارة على حصر كولومب 19
- 21.I تطور شحن المكثفة الكمية بالنسبة للجهد المطبق بدلالة طاقة الشحن والطاقة الحرارية للتحرريك 19

- II . 1 تمثيل مرور الإلكترونات عبر الوصلات النفقية.....29
- II . 2 رسم تخطيطي للانتقالات المسموحة في حالة $n = 0$ 35
- II . 3 الرمز المستخدم لحساب التيار.....36
- III . 1 منحنى تغير التيار بدلالة الجهد للقيم ($b = 1, a = 1$) و ($b = 2, a = 1$)47
- III . 2 تغير التيار - الجهد ($V - I$) بدلالة قيم مختلفة لكل من a و b48
- III . 3 منحنى تغير التيار - الجهد ($V - I$) بدلالة تغير الشحنة الشائبة q_0 49
- III . 4 تغير التيار بدلالة الجهد لعدة انتقالات للإلكترونات من أجل ($a = 50, b = 100$).....50
- III . 5 تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لعدة انتقالات للإلكترونات من أجل ($a = 1, b = 1$)51
- III . 6 تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لعدة انتقالات للإلكترونات من أجل ($a = 50, b = 100$).....52
- III . 7 تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_2 53
- III . 8 تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_2 54
- III . 9 تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_1 55
- III . 10 تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t2} 56
- III . 11 تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t1} 57
- III . 12 تغير زمن العبور t_1 بدلالة السعة C_1 حسب قيم الجهد58
- III . 13 تغير زمن العبور t_1 بدلالة السعة C_1 حسب قيم المقاومة.....59
- III . 14 تغير زمن العبور t_1 بدلالة السعة C_1 حسب قيم C_2 60

قائمة الرموز :

السعة	C
الشحنة المخزنة في المكثفة	Q
الفرق في الجهد عبر المكثفة	V
الطاقة الكهروستاتيكية	E_e
الدالة الموجية	ψ
ارتفاع حاجز الطاقة	V_0
معامل انتقال الالكترون	T
عرض حاجز الطاقة	2a
الطاقة الحرارية	$K_B T$
المقاومة النفقية	R_t
مجموع جميع السعات المتصلة بالبنر الكموني	C_{eq}
مستوى فيرمي للقطب جهة المنبع	E_{FS}
مستوى فيرمي للقطب جهة المستقبل	E_{Fd}
الجهد المطبق بين الوصلتين	V_{ds}
سعة الوصلة النفقية الأولى	C_1
سعة الوصلة النفقية الثانية	C_2
قطر المكثفة (شكل كرة في الفراغ)	d
ثابت العزل النسبي	ϵ
مساحة الكرة	S
سمك العازل	L
الزمن الذي يقضيه الالكترون في البئر الكموني	t
التيار	I
مقاومة الوصلة النفقية الأولى	R_{t1}
مقاومة الوصلة النفقية الثانية	R_{t2}

عدد الالكترونات	n
الشحنة في الوصلة النفقية الأولى	Q_1
الشحنة في الوصلة النفقية الثانية	Q_2
الجهد المار عبر الوصلة النفقية الأولى	V_1
الجهد المار عبر الوصلة النفقية الثانية	V_2
الطاقة الكامنة	E_p
العمل المقدم من قبل المنبع	w
جهد الوصلة النفقية الأولى عندما تلعب دور مكثفة	V_1'
جهد الوصلة النفقية الثانية عندما تلعب دور مكثفة	V_2'
شحنة الوصلة النفقية الأولى عندما تلعب دور مكثفة	Q_1'
شحنة الوصلة النفقية الثانية عندما تلعب دور مكثفة	Q_2'
زمن عبور الوصلة النفقية الأولى	t_1
زمن عبور الوصلة النفقية الثانية	t_2
زمن عبور النظام (الوصلتين النفقيتين)	t_{tot}
تردد مرور الالكترونات	f
شحنة النظام ثنائي الوصلتين النفقيتين	q
شحنة الالكترون	e
الطاقة الكلية	ξ
التغير في الطاقة الكلية	$\Delta\xi$
الشحنة الشائبة	q_0

مقدمة

مقدمة عامة :

بفضل التطورات التكنولوجية والتقدم السريع في التقنيات النانومترية سمحت لنا بصناعة أجهزة ذات ابعاد نانومترية وأكثر دقة وبمعايير جديدة، حيث تطورت المركبات الالكترونية بشكل ملحوظ خلال العقد الماضي [1،2]، حيث شهدت الهياكل النانومترية تطوراً سريعاً، مما أتاح استخدامها في تصميم وتطوير الأجهزة الإلكترونية ذات الأداء العالي والتطبيقات الجديدة في مجالات مثل الحوسبة والاتصالات والطب، ومن بين هاته المركبات النانومترية ترانزستور احادي الالكترن [3،4،5]، حيث يعتمد في مبدا عمله على الفعل الحصر الكولومبي (Coulomb blockade) [6]، والتاثير النفقي (leffet tunnel) [7]، وتكميم الطاقة، تكميم الشحنة [8]، ومن بين خصائص تياره انه عبارة عن اهتزازات كولومبية او سلم كولومبي او منطقة حصر كولومبي [9،10].

الهدف الأساسي من هاته الدراسة هو دراسة تحليلية للحصر الكولومبي في النظام ثنائي الوصلة النفقية ودراسة شروط تحققه والعوامل التي تؤثر عليه في المركبات النانومترية باستعمال المبرمج (MATLAB).

حيث تطرقنا في هذا البحث الى ثلاث فصول، الفصل الأول عرضنا فيه تعريف البنية النانومترية وأنواع هياكلها المختلفة، ووصف الوصلة النفقية و التاثير النفقي. ثم بعدها تطرقنا الى مفهوم نظام ثنائي الوصلة والذي من خلاله فسرنا مبدا الحصر الكولومبي، وتطبيقاته وايجابياته وسلبياته.

اما الفصل الثاني فخصصنا فيه دراسة كهروستاتيكية نظرية للنظام ثنائي الوصلة و دراسة النقل الكهربائي في هذا النظام.

يحتوي الفصل الثالث على عرض النتائج المتحصل عليها من خلال هاته الدراسة وتفسيرها واستنتاجات ونتائج ونختم بحثنا بخاتمة عامة واقتراحات وتطلعات.

مراجع المقدمة العامة :

- [1] Waser, R. (Ed.). (2012). Nanoelectronics and information technology: advanced electronic materials and novel devices. John Wiley & Sons.
- [2] Takahashi, Y, Ono, Y, Fujiwara, A, & Inokawa, H. (2002). Silicon single-electron devices. Journal of physics: Condensed matter, 14(39), R995.
- [3] Hanna, A. E, & Tinkham, M. (1991). Variation of the Coulomb staircase in a two-junction system by fractional electron charge. Physical review B, 44(11), 5919.
- [4] Grabert, H, & Devoret, M. H. (Eds.). (2013). Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures (Vol. 294). Springer Science & Business Media.
- [5] Dittrich, T, Hänggi, P, Ingold, G. L, Kramer, B, Schön, G, & Zwirger, W. (1998). Quantum transport and dissipation (Vol. 3). Weinheim: Wiley-Vch.
- [6] Lambe, J, & Jaklevic, R. C. (1969). Charge-quantization studies using a tunnel capacitor. Physical Review Letters, 22(25), 1371.
- [7] Valentin, A. (2008). Modélisation de l'effet tunnel à un électron dans les dispositifs à nanocristaux semiconducteurs: effet tunnel à un électron assisté par phonon (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [8] Sée, J, Dollfus, P, Galdin, S, & Hesto, P. (2004). Electronic properties of semiconductor quantum dots for coulomb blockade applications. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 21(2-4), 496-500 .
- [9] Sée, J. (2003). Théorie du blocage de Coulomb appliquée aux nanostructures semi-conductrices: modélisation des dispositifs à nanocristaux de silicium (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [10] Grabert, H, & Devoret, M. H. (Eds.). (2013). Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures (Vol. 294). Springer Science & Business Media.

الفصل الأول :

مفاهيم عامة على الحصر الكولومبي

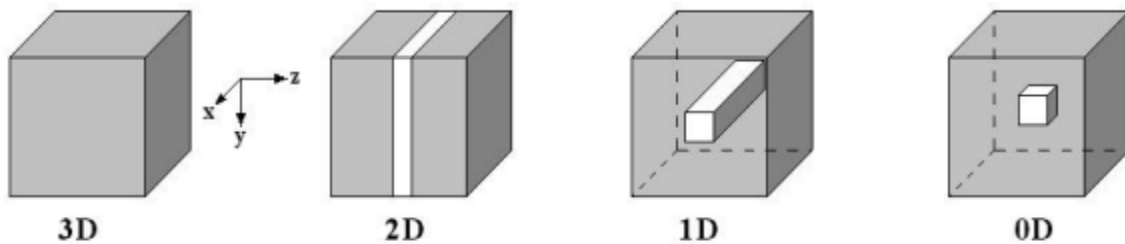
(Coulomb blockade)

1.1. مقدمة :

يتمحور الفصل الأول حول المفاهيم العامة للحصر الكولومبي وذلك في النظام ثنائي الوصلة النفقية في المركبات النانومترية ، حيث قمنا فيه تعريف البنية النانومترية وأنواع هياكلها المختلفة، ووصف الوصلة النفقية و التأثير النفقي .ثم بعدها شرحنا مفهوم نظام ثنائي الوصلة النفقية والذي من خلاله فسرنا مبدا الحصر الكولومبي، وتطبيقاته وايجابياته وسلبياته.

2.1. البنية النانومترية :**1. 2.1. تعريف :**

بشكل عام يتم تعريف البنية النانومترية على انها تجميع في الفضاء من الذرات او الجزيئات التي يتراوح بعد واحد منها على الأقل بين 0,1 و 100 نانومتر . ويقال ان الشحنات (الالكترونات او الثقوب) المحصورة في هذا البعد يؤدي الى تعديل الخصائص الالكترونية للهيكل [1،2].



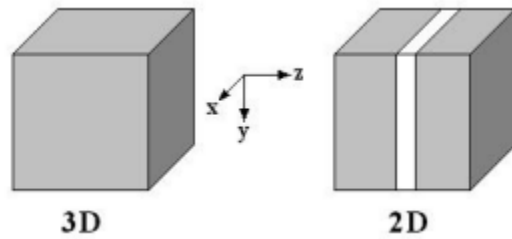
الشكل (1.1): تمثيل الحصر من 0D الى 3D [1].

ونحن نميز عدة أنواع من الهياكل النانومترية :

2. 2.1. البئر الكموني (Quantum well):

يتم الحصول على البئر الكموني عن طريق تقليل ابعاد المادة الصلبة في احد اتجاهات الفضاء بقيمة قريبة من بضع عشرات من النانومترات . ومن ثم تقتصر حركة حاملات الشحنة في اتجاه واحد من الفضاء وتكون حرة في الاتجاهين الاخرين (الحصر احادي البعد) [3].

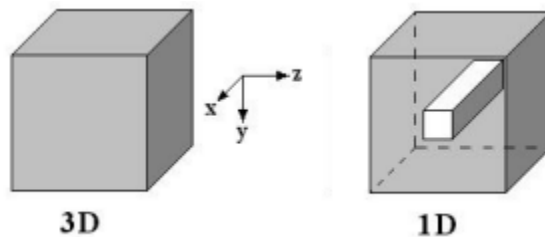
نرى الإلكترونات (الثقوب) حركتها منفصلة على طول محور النمو مع الحفاظ على حركتهم الحرة في مستوى البئر (Oxy).



الشكل (2.I): تمثيل الحصر 2D [3].

3. 2.I. السلك الكموني (Quantum wire):

يتوافق الحصرثنائي الابعاد 2D مع بنية تسمى السلك الكموني. الحاملات الحرة محصورين في اتجاهين للمساحة y و z .

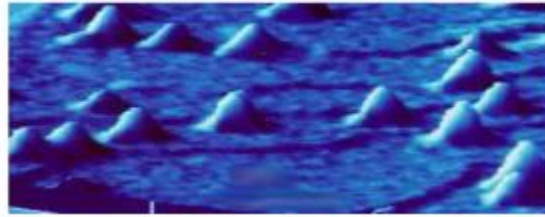


الشكل (3.I): تمثيل الحصر 1D [3].

4. 2.I. النقطة الكمونية (Quantum dot):

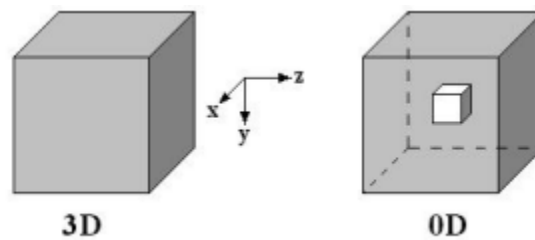
الهيكل النانومتري للمعادن او الشبه موصلات يطلق عليه اسم النقطة الكمونية او البئر الكموني وذلك بحسب حجمه وخصائصه كبطورة طاقة تقيد الحاملات الحرة في الابعاد الثلاثة [4]، في منطقة ذات حجم يتراوح حوالي طول موجة الإلكترونات طول موجة (De Broglie) وهو بضعة عشرات من النانومترات في المعدن او الشبه موصل ، هذا الحصر يعطي النقاط الكمونية خصائص قريبة من تلك الموجودة في الذرة ، ولهذا السبب غالبا ما تصف النقاط الكمونية ب: الذرات الاصطناعية (atomes artificiels) [5].

يعود اكتشاف النقاط الكمونية الشكل (2 . I) الى الثمانينيات ، حيث تم تحديدها لأول مرة في مصفوفة زجاجية من قبل (Alexei Ekimov) وفي محلول (colloïdale) من قبل (Louis E Brus) [6].



الشكل (4. I) : التصوير المجهرى للنقاط الكمونية [6].

الحاملات (الكترونات و ثقوب) محصورة في اتجاهات الفضاء الثلاثة (x,y,z) .



الشكل (5.I): تمثيل الحصر 0D [5].

3.I . الوصلة النفقية (tunnel junction) :

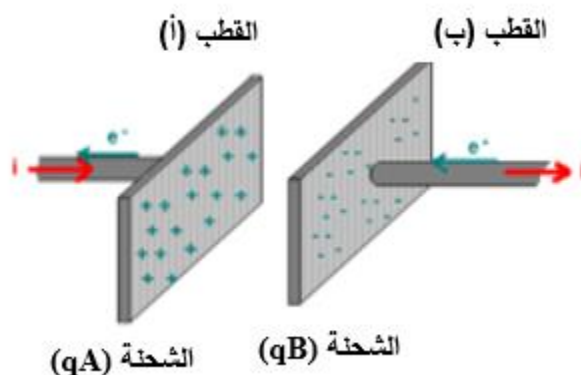
1. 3.I . المكثفات الكلاسيكية (classic capacitors):

1. 1. 3.I . تعريف :

المكثفة الكلاسيكية هو جزء أساسي في الالكترونيات ، حيث يتألف من قطعتين موصلتين (أقطاب) متجاورتين ومفصولتين بمادة عازلة . وظيفة هذه المكثفة الأساسية هي تخزين الشحنات الكهربائية على القطعتين الشكل (3.I) ، حيث تكون الشحنات متضادة على القطعتين الموصلتين [3] .



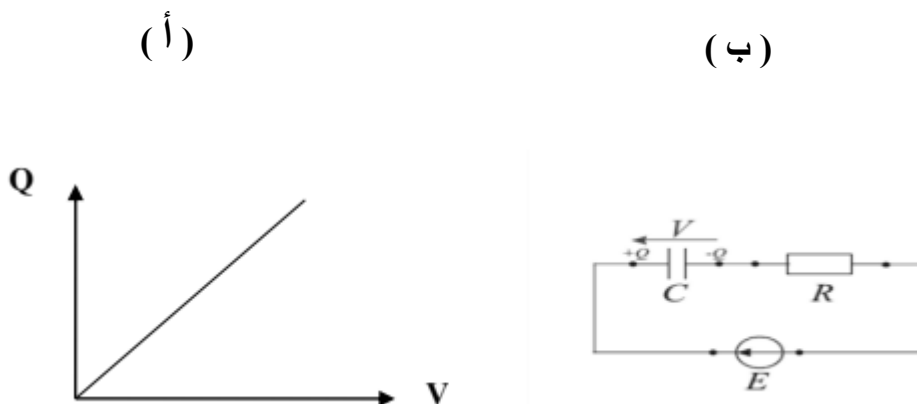
الشكل (6.I): رمز المكثفة في الدارة [3].



الشكل (7.I): مكثفة مستوية تحمل الشحنة $qA = -qB$ [3].

3.I. 1. 2. الشحنة في المكثفة الكلاسيكية (charge in a classic capacitor)

في مجال الكهرباء والإلكترونيات، كان من العادة الحديث عن التغير المستمر في الشحنة بناءً على الجهد المطبق على طرفي المكثفة. الشحنة المخزنة في المكثفة لا ترتبط بعدد محدد من الحاملين بطريقة قائمة بل تنشأ نتيجة للقوة التي يطبقها الحقل الكهربائي على الإلكترونات الحرة، مما يجعلها تترك الذرات المكونة للمعدن وتنتج نحو القطب الموصل بالجهد الموجب من مولد الكهرباء، في حين تترك ذرات الأيونات الإيجابية على القطب الموصل بالجهد السالب [7]. وبالإضافة إلى ذلك يظهر في العديد من المكثفات المستخدمة في الإلكترونيات أن هذه العلاقة هي علاقة خطية، كما هو موضح في الشكل (5.I).



الشكل (8.I): (أ) منحنى الشحنة المخزنة في المكثفة الكلاسيكية بدلالة الجهد [7].

(ب) دائرة كهربائية المكافئة لمكثفة كلاسيكية.

نحدد سعة المكثفة بالعلاقة التالية:

$$Q = C.V \quad (1.I)$$

ببساطة هذه العلاقة توضح كمية الشحنة التي يمكن تخزينها على المكثفة بناءً على الفرق في الجهد بين الأطراف.

عملية تخزين شحنة Q في مكثفة تتطلب كمية معينة من الطاقة، وتُعرف هذه الطاقة باسم الطاقة الكهروستاتيكية E_e وتُعرف بالعلاقة التالية [3]:

$$E_e \int_0^{+\infty} V(t) I(t) dt \quad (2.I)$$

حيث :

$$I(t) = dq/dt \quad \text{و} \quad V(t) = q/C \quad (3.I)$$

ومنه:

$$E_e = \frac{1}{C} \int_0^q q dq \quad (4.I)$$

إذا كان :

$$q = Q ; t = +\infty \quad \text{و} \quad q = 0 ; t = 0 \quad (5.I)$$

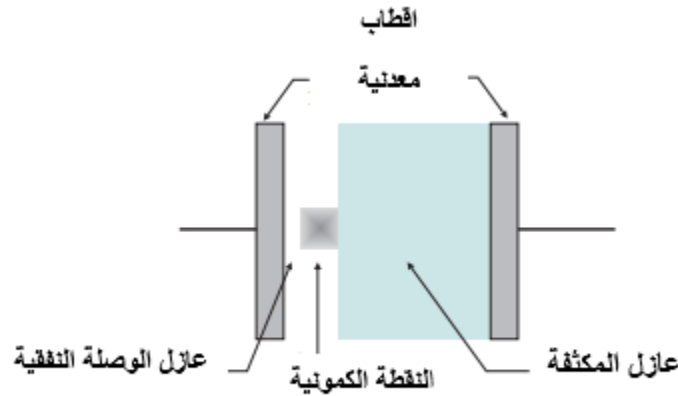
اذن :

$$E_e = Q^2 / 2C \quad (6.I)$$

في النهاية، يتضح أن المكثفة التقليدية غير قادرة على إظهار أي تأثير يرتبط بطبيعة الشحنة الكهربائية المكممة. وكما سنرى لاحقاً يظهر هذا التأثير في أجهزة كتلة كولومب. وبالتالي يعتبر إدخال عنصر جديد يُعرف بالمكثفة الكوانتية أمراً مثيراً للاهتمام.

2. 3.I. المكثفة الكوانتية (Quantum Capacitor) :

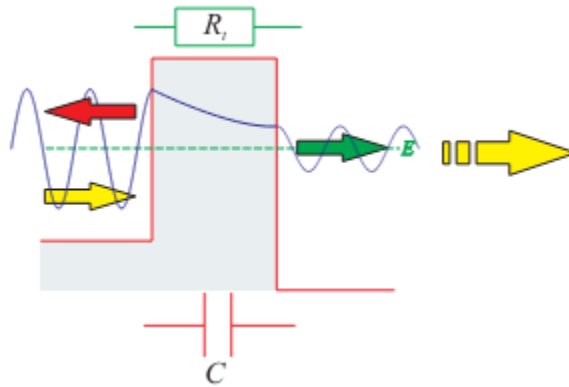
الشكل (6.I) يوضح مخطط لمبدأ مكثفة كوانتية . بحيث تسمح الوصلة النفقية بشحن المكثفة بانتقال الالكترونات بطريقة متتابعة (واحد بواحد او اثنان باثنان ...) ويلعب سمك هذه الوصلة دورا مهما في النظام، و قيمته ضرورية في تحقيق الانتقال بطريقة متتابعة [7،11].



الشكل (9.I) : مخطط لمبدأ مكثفة كوانتية [7].

1. 2. 3.I. الفعل النفقي (tunneling effect) :

الفعل النفقي وهو ظاهرة كمومية و هو الخاصية التي يمتلكها الالكترون لعبور حاجز نفقي حتى لو امتلك طاقة اقل من الحد الأدنى من الطاقة المطلوبة لعبور هذا الحاجز [8،9]. يتم تمثيل سلوك هذا الالكترون بواسطة دالة موجية ، و مربع وحدتها له معنى فيزيائي ويمثل كثافة احتمالية الوجود . هاته الدالة الموجية لا تتلاشى عند الحاجز ، لكنها تتعرض للتقليل داخله، ويمكن للالكترون أن يعبر عبر الحاجز إذا كان لديه احتمالية وجود غير صفرية عند مخرج حاجز الطاقة [10]، حيث تعتمد هاته الاحتمالية على الحالات المتاحة من الجانبين للحاجز بالإضافة إلى الامتداد الفضائي له (عرض وارتفاع). انظر الشكل (7.I).



الشكل (10.I): رسم تخطيطي يمثل مرور حزمة من الموجات خلال حاجز الطاقة بالفعل النفقي [11].

الميكانيك الكمية التي تفسر ظاهرة مرور حزمة من الموجات خلال حاجز الطاقة بالفعل النفقي تعطي الالكترونات احتمالية غير صفرية للمرور، ومنه يفترض ان حالة الالكترون يتم وصفها بواسطة الدالة الموجية ψ التي تخضع لمعادلة شرودينغر (Schrödinger):

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi \quad (7.I)$$

قيمة مربع الوحدة لمعادلة شرودينغر $|\psi|^2$ ، تحمل كمية فيزيائية حيث تُظهر كثافة الاحتمال للعثور على الكترون في نقطة معينة في الفضاء [9].

حيث تاكد ميكانيك الكم ان الطبيعة الموجية للالكترون تمكنه من تجاوز حاجز الطاقة حتى لو لم يكن لديه طاقة كافية تفوق هذا الحاجز. ويكون ذلك عن طريق حل معادلة شرودينغر (Schrödinger). حيث إذا كان للالكترون طاقة $E < V_0$ ، حيث V_0 هو ارتفاع حاجز الطاقة، يأخذ معامل الانتقال الشكل التالي [12,3]:

$$T = \frac{(2 K k)^2}{(2 K k)^2 (K^2 + k^2) \sin^2 (2 a k)} \quad (8.I)$$

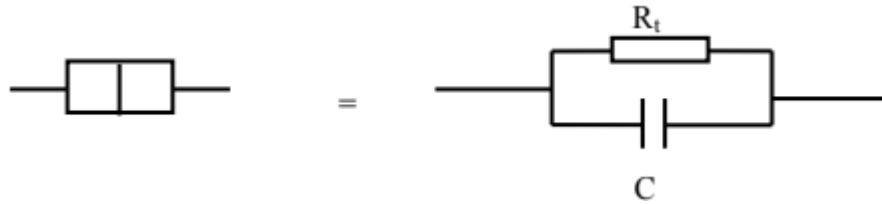
$$K = \sqrt{\frac{2m E}{\hbar^2}} \quad \text{حيث}$$

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} (V_0 - E) \quad \text{و}$$

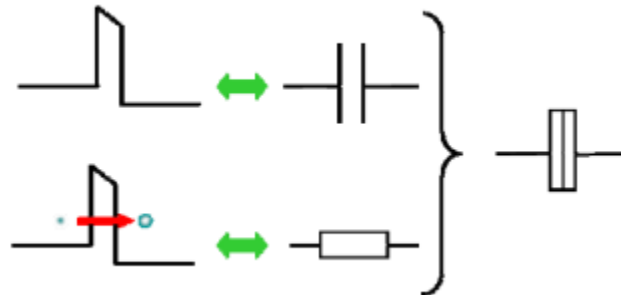
حيث يعتمد معامل الانتقال T على ارتفاع V_0 وعرض الحاجز $2a$ للطاقة.

2. 2. 3.I. الوصلة النفقية (junction tunnel) :

الوصلة النفقية هي أساس ما يُعرف بالإلكترونيات الفردية، حيث يتكون من حاجز طاقي يفصل بين وصلتين، لكن الخصائص الهندسية والفيزيائية لهذا الحاجز تمكن الشحنة من التسلل من خلاله بواسطة الفعل النفقي. يمكن ان تمثلها بعناصر كهربائية كلاسيكية، مثل السعة C والمقاومة المعروفة بمقاومة النفق (tunnel resistance) (R_t) ، وذلك لتمثيل القدرة على تجاوز الحاجز الطاقي اي المرور عبر الوصلتين. بينما السعة التي يجب وضعها بتوازي مع المقاومة تعبر عن قدرة الشحنات على التجمع حول الحاجز [7،13،14،15]. حيث يظهر الشكل (8.I) رمز الوصلة النفقية (junction tunnel) .



الشكل (11.I) : رمز الوصلة [3].



الشكل (12.I) : نموذج الوصلة النفقية عند مرور الكترولون وعدم مروره [11].

4.I. الحصر الكولومبي (Coulomb Blockade) :**1.4.I. تعريف :**

و يدعى كذلك الحصر الالكتروني الأحادي او الحصر الشحني الأحادي و هو ظاهرة فيزيائية يمكن ملاحظتها في المركبات التي تستعمل الوصلات النفقية وفي كل الانتقالات الالكترونية التي تنجز بواسطة الفعل النفقي [16]. ويعتمد على الخاصية الكوانتية للشحنة الالكترونية ، بحيث نعرف الشحنة انها عبارة عن عدد مضاعف n الشحنة العنصرية e أي : $Q = ne$ [17،18].

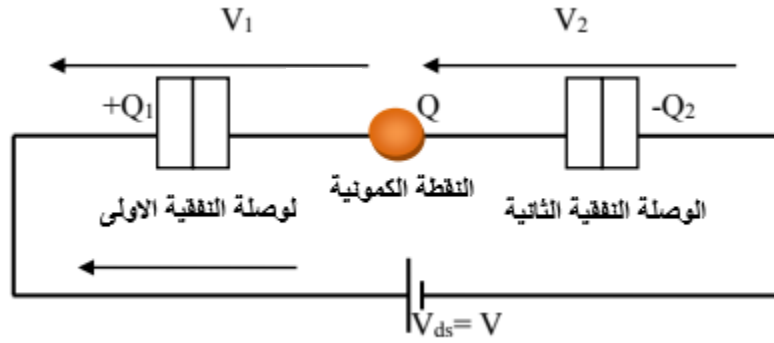
2. 4.I. شروط الحصر الكولومبي :

يجب ان توفر الشروط الاتية :

- الحجم : يجب ان تكون الابعاد صغيرة جدا .
- طاقة الشحن اكبر بكثير من الطاقة الحرارية $E_e \gg K_B T$.
- المقاومة النفقية R_t ، $R_t \gg \frac{h}{e^2}$ ، أي $R_t \gg 25878 \Omega$ [3] .

3. 4.I. نظام ثنائي الوصلة النفقية :

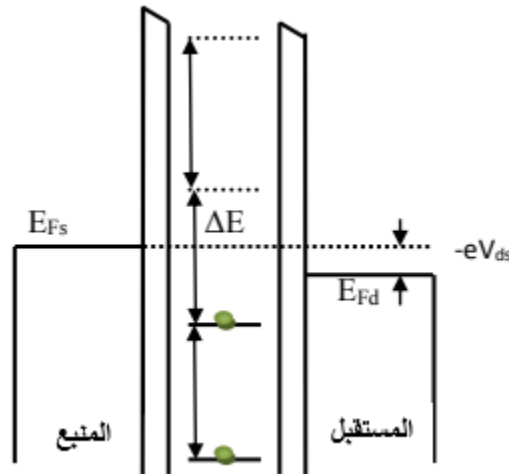
أبسط نظام يمكن ان يعطينا الحصر الكولومبي هو نظام ثنائي الوصلتين الذي يمر عبرهما الالكترونات ويكون التفاعل الكولومبي بين الشحنات الموزعة على النقطة الكمونية (البئر الكموني) وفي الوصلتين يترجم إلى تشابك سعوي كما هو موضح في الشكل (10.I)، هناك احتمالية مراقبة التيار الكهربائي في هذا النظام إذا كانت احتمالية مرور إلكترون من الوصلة الاولى إلى البئر الكموني عبر الفعل النفقي غير صفرية. هذه عملية نقل الشحنة سريعة جداً بحيث يمكن اعتبار أن الإلكترونات تعبر الحواجز العازلة واحداً تلو الآخر. بالتالي يمكن أن تتغير الشحنة التي يحملها البئر الكموني فقط بضربات مضاعفة للشحنة العنصرية $\pm e$ [19].



الشكل (13.I) : المخطط الكهربائي المعادل لهيكل معدن - عازل - معدن - عازل - معدن (MIMIM) تحت تأثير جهد v [20].

يمكن تفسير ظاهرة الحصر الكولومبي بشكل بسيط بعد إضافة شحنة إلى البئر الكموني، حيث يصبح من الصعب إضافة شحنة جديدة نظرًا لأن الشحنة الأولى تخلق مجالًا كهربائيًا يعمل بالانعكاس. العمل الذي يجب القيام به لإضافة شحنة يتمثل في تغيير الطاقة الكهربائية الثابتة، والتي تُعرف باسم طاقة الشحنة. وهي تتناسب تقريبًا مع e^2/C_{eq} ، حيث أن C_{eq} تمثل مجموع جميع السعات المتصلة بالبئر الكموني [21]. حيث أن هذه الطاقة يجب أن تكون مرتفعة جدًا بالمقارنة مع طاقة الحركة الحرارية ($K_B T$) أي $e^2/C_{eq} \gg K_B T$ لكي يتم تحقيق الحصر الكولومبي. هذا يعني أن ظاهرة حصر كولومب تختفي عند درجات حرارة عالية جدًا، سنبين أنه لكي نرى مثل هذه الظاهرة عند درجة حرارة الغرفة سنكون مضطرين لاستخدام هياكل نانومترية وبشكل خاص النقطة الكمومية.

يعرض الشكل (11.I) رسمًا تخطيطيًا لمخطط الطاقة لنظام ثنائي الوصلة، يتم تمثيل المستويات (المتقطعة) في النقطة الكمومية بمجموعة من الخطوط المنقطعة. المستويات التي يكون المستوي μ_i الموجود بين المستويين لفارمي E_{FS} و E_{FD} للأقطاب جهة المنبع والمستقبل على الترتيب. وتكون المسافة بين مستويين متتاليين في النقطة الكمومية تساوي $\Delta E = e^2/C_{eq}$ والمطبق بين طرفي الوصلتين (E_{FS} $- E_{FD} = EV_{ds}$) يسمح بالنقل الإلكتروني من المنبع إلى النقطة الكمومية ثم إلى المستقبل [7]. يتم تحديد عدد المستويات المتاحة للنقل بواسطة الجهد المطبق V_{ds} بين الأقطاب.

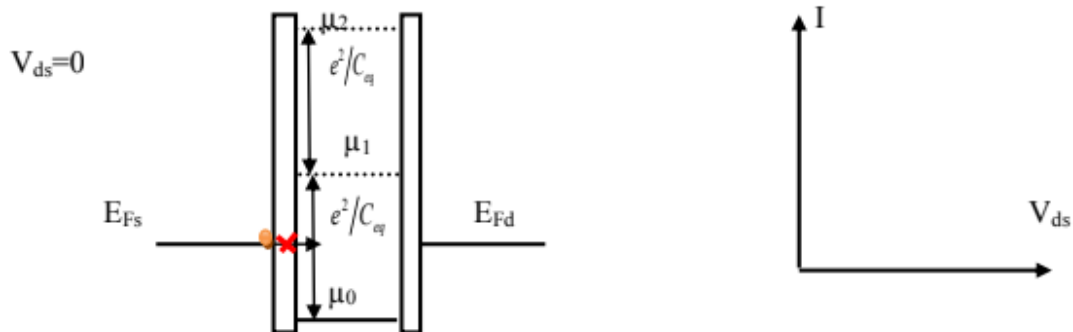


الشكل (14.I): تمثيل تخطيطي لمخطط الطاقة لنظام ثنائي الوصلة [22].

4.4.I . عملية وتفسير الحصر الكولومبي:

لفهم مبدأ الحصر الكولومبي، من الضروري النظر في مستويات فيرمي في كل جزء من النظام [7،13،14،23]. ندرس حالة نظام معدني صغير حيث نفترض أن النظام متماثل، مما يعني أن السعة بين المنبع والبئر الكموني C_1 والسعة بين المستقبل والبئر الكموني C_2 هما متماثلان ومتساويان في السعة وبالتالي $C_{eq} = 2C$ في هذا الجزء، نعمل عند درجة حرارة $T = 0 \text{ K}$ ، حيث أن جميع الإلكترونات في الأقطاب أقل من مستوى فيرمي.

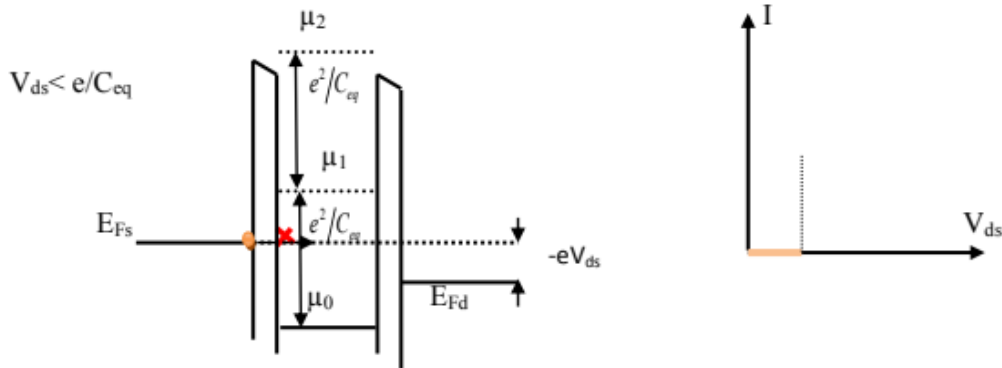
مستوى μ_0 يعادل مستوى فيرمي داخل البئر الكموني. عندما يكون الجهد $V_{ds} = 0$ يكون موجوداً بطاقة $e^2/2C_{eq}$ بالنسبة لمستوى فيرمي للأقطاب E_{Fs} و E_{Fd} [18،19].



الشكل (15.I): منحنى تغير التيار بدلالة الجهد عند $(V_{ds}=0)$ [3].

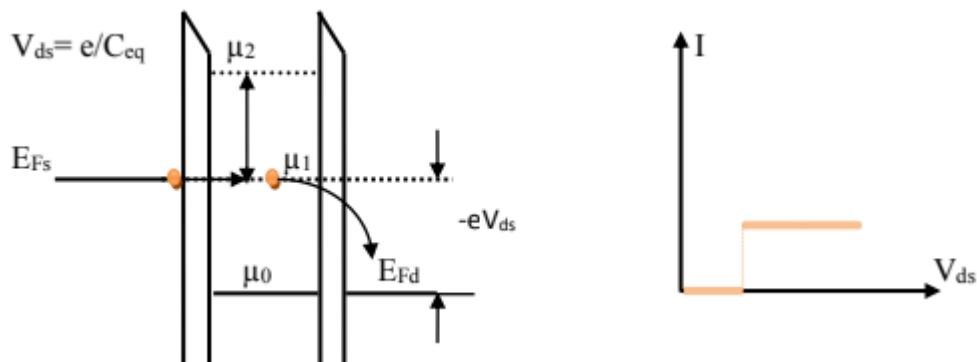
μ_1 يمثل مستوى فيرمي في البئر الكموني بوجود إلكترون إضافي. المسافة الطاقوية بين μ_0 و μ_1 تساوي طاقة الشحنة e^2/C_{eq} انظر الشكل (12.I).

لكي ينتقل الإلكترون عبر حاجز المنبع، يجب أن يكون الجهد المطبق كافيًا لتغلب على هذه الطاقة الكهربائية ، بما ان الطاقة غير كافية اذن التيار معدوم [24،25]. انظر الشكل (13.I).



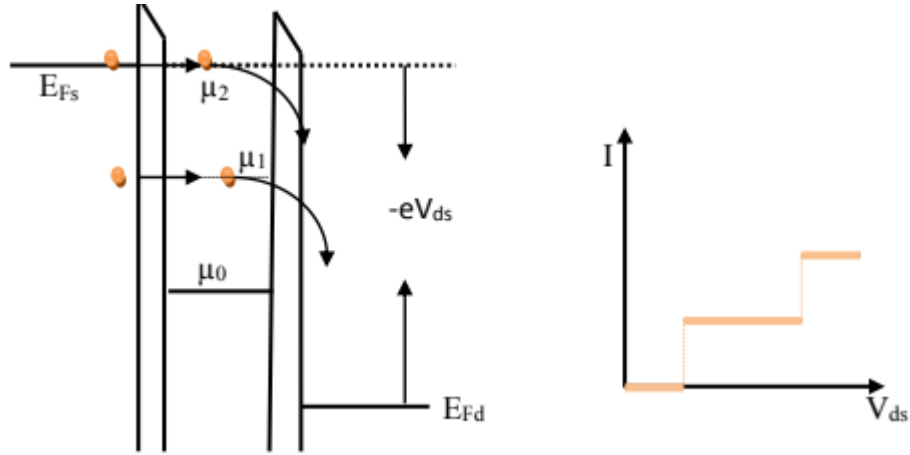
الشكل (16.I) : منحني التيار بدلالة الجهد يوضح الحصر الكولومبي [3].

عند زيادة الجهد V_{ds} إلى قيمة $V_{ds} = e/C_{eq}$ ، يتساوى مستوى فيرمي للمنبع E_{Fs} ومستوى μ_1 في البئر الكموني، وبذلك يتسنى للإلكترون أن يتجاوز حاجز المنبع ويصل إلى مستوى μ_1 في البئر الكموني، ثم يتمكن من عبور الحاجز الثاني لأن μ_1 أكبر من E_{Fd} والنتيجة هي ظهور الشق الأول من ظاهرة حصر كولومب على الرسم البياني $I=f(V_{ds})$ الشكل (14.I) حيث يبدأ تدفق التيار [11].

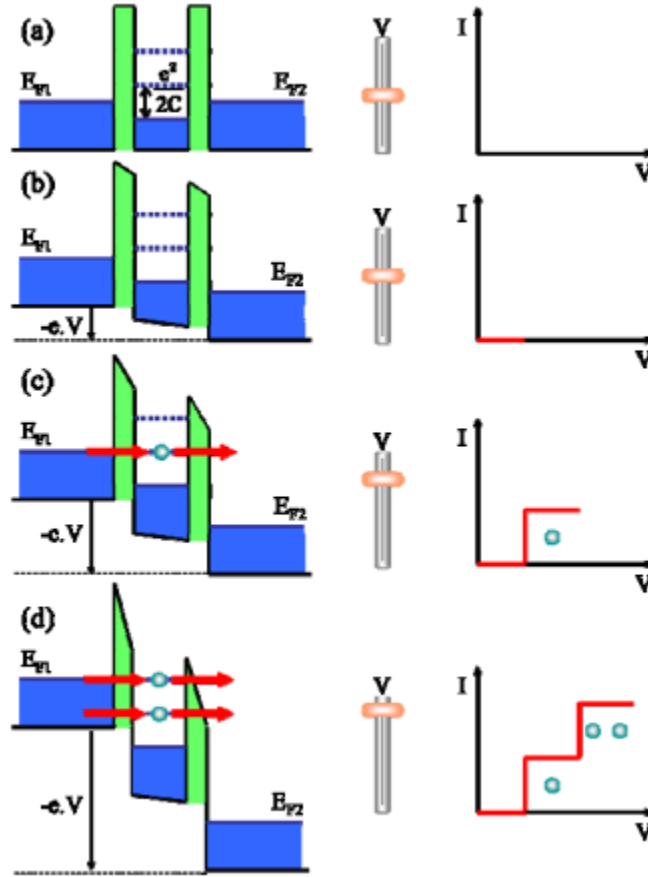


الشكل (17.I) : تغير التيار بدلالة الجهد لانتقال إلكترون واحد [3].

لكي يتمكن إلكترون إضافي ثاني من دخول البئر الكموني، يجب تطبيق جهد يساوي $V_{ds} = 3e/C_{eq}$ هذه القيمة تتيح رؤية الدرجة الثانية من ظاهرة الحصر الكولومبي تظهر الخصائص الحالية - الجهد على شكل سلم. $V_{ds} = 3e/C_{eq}$ انظر الشكل (15.I) [11].



الشكل (18.I) : تغير التيار بدلالة الجهد لانتقال إلكترونين [3].



الشكل (19.I) : تغير التيار بدلالة الجهد لعدة انتقالات للإلكترونات [11].

4.I.5 الحصر الكولومبي ودرجة الحرارة T :

حسب ما ذكر سابقاً، يجب أن تكون طاقة الشحن e^2/C_{eq} بمقدار كبير جداً مقارنةً بالطاقة الحرارية للتحريك

($K_B T$) أي ($e^2/C_{eq} \gg K_B T$) لكي يمكن ملاحظة ظاهرة الحصر الكولومبي.

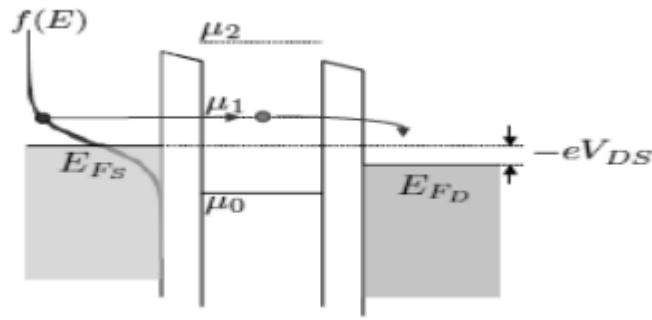
حيث عندما تكون درجة الحرارة غير الصفر، يتم تنظيم توزيع الإلكترونات في الأقطاب وفقاً لإحصائيات

فيرمي ديراك $f(E)$ انظر الشكل (17.I). وبالتالي يمكن للإلكترون من الأقطاب (المنبع) عبور الحاجز في

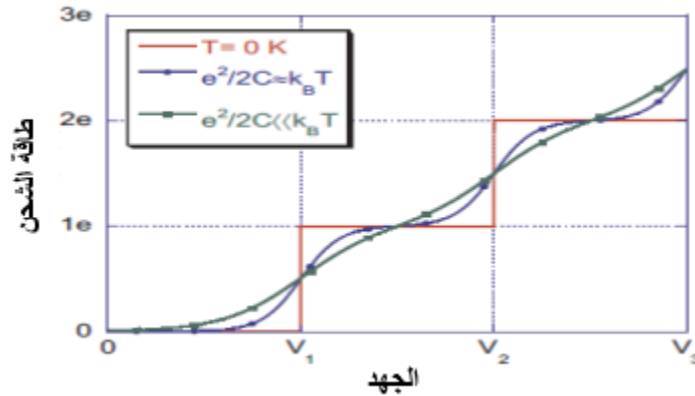
حال كانت الطاقة المستوي μ_1 أعلى من مستوى الطاقى (E_{FS}) ، مما يؤدي إلى اختفاء الشكل الدرجى انظر

الشكل (18.I) . لكن عند درجة حرارة مرتفعة جداً تكون الطاقة الحرارية ($K_B T$) أكبر من طاقة الشحن

(e^2/C_{eq}) يزيد من احتمالية اختفاء ظاهرة حصر كولومب [7] .



الشكل (20.I): تأثير درجة الحرارة على حصر كولومب [11].



الشكل (21.I): تطور شحن المكثف الكمي بالنسبة للجهد المطبق بدلالة طاقة الشحن والطاقة الحرارية للتحريك [7].

لرصد ظاهرة حصر كولومب عند درجة حرارة الغرفة ($T=300K$) ، يتطلب الأمر وجود $e^2/2C$ بقيمة أعلى بكثير من $k_B T$ ، حيث أن $C_{eq}=C_1+C_2=2C$ وهذا يؤدي إلى تقليل قيمة السعة C الى حوالي $3aF$ حيث ($1aF=10^{-18}F$) فعند تحقيق هذا الشرط لا يمكن للإلكترون الاعتماد على الطاقة الحرارية وحدها لتجاوز حاجز الطاقة الناجم عن الشحن، بل يحتاج إلى منبع جهد خارجي قابل للتحكم V_{ds} [3]. لدينا القيمة $C = 3aF$ التي توفر قيداً إضافياً متعلقاً بالأبعاد المميزة للمكثفة إذا قمنا بتمثيله بواسطة مكثفة على شكل كرة في الفراغ، فيجب أن يحقق قطره:

$$d \ll \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 K_B T} \quad (9.I)$$

مما يعني ان قطر الكرة $d \ll 55\text{nm}$.

إذا قمنا بتمثيله بواسطة مكثفة مستوية بمساحة S وعازل سمكه L وثابت العزل النسبي ϵ بحيث:

$$C = (\epsilon \epsilon_0 S) / L \sim \epsilon_0 d \quad (10.I)$$

حيث ان من خواص البعد d .

$$C \sim \epsilon_0 d \ll 3.10^{-18} \longrightarrow d \ll \frac{C}{\epsilon_0} = 338 \text{ nm} \quad (11.I)$$

نستطيع إذا أن نأخذ مكثفة بأبعاد:

$$d < 10 \text{ nm}$$

ومن هاته النتائج نستخلص انه يمكن تقدير سمك العازل L بين 1nm و 3nm لتمكين الإلكترونات من المرور عبر الوصلتين النفقيتين واحدة تلو الأخرى بفعالية من خلال الفعل النفقي. وأن مساحة S للمكثفة أقل من 10nm^2 [7].

6.4.I . الحصر الكولومبي و المقاومة R_t :

لكي نتحدث عن حصر كولومب، ينبغي بالضرورة أن يكون هناك إلكترونات متمركزة في البئر الكموني. يجب بالفعل معرفة عدد الإلكترونات في البئر الكموني بدقة. لذلك يجب على الوصلات النفقية تقييد الإلكترونات بشكل جيد داخل البئر الكموني. نتيجة لذلك تنتج مقاومة النفق R_t الحد الأدنى [26،27]. إذا كان t هو الزمن الذي يقضيه الإلكترون في النقطة الكمونية (البئر الكموني)، فحسب مبدأ (Heisenberg) الذي يربط بين الزمن والطاقة يعطي:

$$t \gg \Delta t \gg h/\Delta E$$

إذا فرضنا أن التيار I لا يمكن أن يتجاوز هاته القيمة.

$$I = e / t$$

حيث ان الطاقة لا يمكن أن تتجاوز قيمة الجهد أي ان:

$$\Delta E < e \cdot V$$

سيكون لدينا :

$$R_t = V / I \gg h / e^2$$

$$R_t \gg 25878 \Omega$$

اي

I.4.7 . تطبيقات الحصر الكولومبي:

الحصر الكولومبي وهو ظاهرة في الأجهزة الإلكترونية النانومترية، له تطبيقات مهمة في مجالات متنوعة، خاصة في مجالات التكنولوجيا النانومترية والحوسبة الكمومية. ومن بين تطبيقاته :
الترانزستورات احادية الالكترن: (SETs) يعتبر الحصر الكولومبي المبدأ الأساسي لعمل الترانزستورات احادية الالكترن. حيث يعمل على التحكم في تدفق الإلكترونات الفردية، مما يتيح كشف الشحنات بحساسية فائقة [28].

النقاط الكمومية : يُستخدم الحصر الكولومبي أيضًا في النقاط الكمومية، والتي تُعتبر مركبات نانومترية تحصر الإلكترونات في الابعاد الثلاثة. من خلال التحكم في عدد الإلكترونات على نقطة كمومية [29،30].
الاستشعار الشحني : يمكن استخدام الحصر الكولومبي للاستشعار الشحني في تطبيقات الاستشعار المختلفة. على سبيل المثال، يُستخدم في تقنيات الكشف عن الشحنات الفردية وتسلسل الحمض النووي (DNA) ، حيث يكون كشف الشحنات الفردية أمرًا حاسمًا للحصول على حساسية ودقة عالية.

المتروولوجيا والمعايير : يمكن استخدام الحصر الكولومبي في المتروولوجيا لتحديد وصيانة معايير التيار الكهربائي. توفر هذه الأجهزة إمكانية قياس دقيقة جدًا للشحنة الكهربائية، والتي تعد أساسية لتحديد الأمبير على المستوى الأساسي ولتطوير تقنيات القياس الجديدة.

الحوسبة الكمومية : يعتبر الحصر الكولومبي مفهومًا أساسيًا في تطوير (qubits)، وهي الوحدات الأساسية للمعلومات الكمومية في الحوسبة الكمومية. يمكن استخدام النقاط الكمومية والهياكل النانوية الأخرى التي تظهر سلوك الحصر الكولومبي ك (qubits) بسبب قدرتها على تخزين الحالات الكمومية الفردية، مما يتيح تحقيق الهندسة المعمارية للحوسبة الكمومية بشكل مقياسي [29].

المُستشعرات والكاشفات : يمكن استخدام أجهزة قائمة على الحصر الكولومبي كمُستشعرات وكاشفات فائقة الحساسية لتطبيقات مختلفة مثل الاستشعار الكيميائي والبيولوجي ومراقبة البيئة والتشخيص الطبي. قدرتها

على كشف التغيرات الدقيقة في الشحنات يجعلها مثالية لاكتشاف التراكيز الصغيرة من المحاليل أو المعلمات البيئية[31].

I.4.8 . إيجابيات الحصر الكولومبي:

- . تقنية الحساسية العالية .
- التكنولوجيا الكمية.
- التقنيات الإلكترونية المتقدمة .
- السرعة العالية[11].

I.4.9 . سلبيات الحصر الكولومبي:

على الرغم من الإيجابيات العديدة التي توفرها ظاهرة حصر كولومب في المركبات النانومترية، إلا أنها تواجه أيضاً بعض السلبيات والتحديات، منها:

درجة الحرارة والضوضاء : يمكن أن تكون حساسية الحصر الكولومبي للشحنات الصغيرة جداً حساسة للتغيرات في درجة الحرارة والضوضاء في البيئة المحيطة، مما قد يؤثر على أداء الانظمة التي تعتمد على هذه الظاهرة.

تشويش التداخل الكهرومغناطيسي : يمكن أن يتسبب التداخل الكهرومغناطيسي من مصادر خارجية في تشويش على عمل الانظمة التي تستخدم الحصر الكولومبي، وبالتالي تقليل كفاءتها أو دقتها.

صعوبة التحكم والتصنيع : قد يكون من الصعب تحقيق التحكم الدقيق في الظروف اللازمة لاستفادة كاملة من الحصر الكولومبي في الانظمة النانومترية، كما يتطلب تصنيع هذه الانظمة تقنيات متقدمة ودقيقة.

التباين الكبير : قد تكون الحساسية للحصر الكولومبي متأثرة بالتباينات الناتجة عن عوامل مثل الحجم والشكل والخصائص الكهربائية للمركبات النانومترية، مما يمكن أن يؤدي إلى تغيرات غير مرغوب فيها في أداء النظام .

تحديات التكامل والتوافق : قد تواجه التحديات في تكامل الانظمة التي تعتمد على الحصر الكولومبي مع الأنظمة الإلكترونية الأخرى، وتحقيق التوافق مع متطلبات التشغيل والتحكم اللازمة [11].

مراجع الفصل الأول :

- [1] Tinjod, F. (2003). Mécanismes de formation des boîtes quantiques semiconductrices, application aux nanostructures II-VI et étude de leurs propriétés optiques (Doctoral dissertation, Université Joseph-Fourier-Grenoble I).
- [2] Li, E. H, & Weiss, B. L. (1991). Bandgap engineering and quantum wells in optoelectronic devices. *Electronics & communication engineering journal*, 3(2), 63-79.
- [3] khalifa,B. (2016). Dispositifs à blocage de Coulomb.
- [4] Hanson, G. W. (2019). *Fundamentals of nanoelectronics*. Pearson Education.
- [5] Kouwenhoven, L. P, Austing, D. G, & Tarucha. S. (2001). Few-electron quantum dots. *Reports on progress in physics*, 64(6), 701.
- [6] Cornet, C. (2006). propriétés électroniques, optiques et dynamiques de boites quantiques auto-organisées et couplées sur substrat InP (Doctoral dissertation, INSA de Rennes).
- [7] Sée, J. (2003). Théorie du blocage de Coulomb appliquée aux nanostructures semi-conductrices: modélisation des dispositifs à nanocristaux de silicium (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [8] Ferry, D. K, Akis, R, & Bird, J. P. (2004). Einselection in action: Decoherence and pointer states in open quantum dots. *Physical review letters*, 93(2), 026803.
- [9] Querlioz, D, Saint-Martin, J, Bournel, A, & Dollfus, P. (2008). Wigner Monte Carlo simulation of phonon-induced electron decoherence in semiconductor nanodevices. *Physical Review B*, 78(16), 165306.
- [10] Cohen-Tannoudji, C, Diu, B, & Laloë, F. (1973). *Mécanique quantique*. Hermann.
- [11] Valentin, A. (2008). Modélisation de l'effet tunnel à un électron dans les dispositifs à nanocristaux semiconducteurs: effet tunnel à un électron assisté par phonon (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [12] Datta, S. (1997). *Electronic transport in mesoscopic systems*. Cambridge university press.
- [13] Grabert, H, & Devoret, M. H. (Eds.). (2013). *Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures* (Vol. 294). Springer Science & Business Media.
- [14] Le Royer, C. (2003). Modélisation et simulation des effets mono-électroniques dans les nano-dispositifs: application aux mémoires à peu d'électrons et à la logique à base de sets (single-

- electron transistor) (Doctoral dissertation, Université Joseph Fourier (Grenoble; 1971-2015)).
- [15] Wasshuber, C. (1997). About single-electron devices and circuits.
- [16] Averin, D. V, & Likharev, K. K. (1986). Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions. *Journal of low temperature physics*, 62, 345-373 .
- [17] Prati, E. (2011). Valley blockade quantum switching in silicon nanostructures. *Journal of nanoscience and nanotechnology*, 11(10), 8522-8526.
- [18] Crippa, A, Tagliaferri, M. L. V, Rotta, D, De Michielis, M, Mazzeo, G, Fanciulli, M, & Prati, E. (2015). Valley blockade and multielectron spin-valley Kondo effect in silicon. *Physical Review B*, 92(3), 035424.
- [19] Wasshuber, C. (1997). About single-electron devices and circuits.
- [20] Vaurette, F. (2008). Fabrication top-down, caractérisation et applications de nanofils silicium (Doctoral dissertation, Université des Sciences et Technologie de Lille-Lille I).
- [21] Leroy, Y. (2001). Transport électronique dans les nanostructures fortement désordonnées (Doctoral dissertation, Université Louis Pasteur-Strasbourg I).
- [22] Van der Wiel, W. G. (2002). Electron transport and coherence in semiconductor quantum dots and rings.
- [23] Gautier, J. (1997). Beyond CMOS: quantum devices. *Microelectronic engineering*, 39(1-4), 263-272.
- [24] Averin, D. V, Korotkov, A. N, & Likharev, K. K. (1991). Theory of single-electron charging of quantum wells and dots. *Physical Review B*, 44(12), 6199.
- [25] Averin, D. V, & Likharev, K. K. (1991). Single electronics: A correlated transfer of single electrons and Cooper pairs in systems of small tunnel junctions. In *Modern Problems in Condensed Matter Sciences* (Vol. 30, pp. 173-271). Elsevier.
- [26] Grabert, H, & Devoret, M. H. (2013). *Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures* . Springer Science & Business Media.
- [27] Blet, G. (1957). Résistances et capacité internes d'une photopile au sélénium aux basses températures. *Journal de Physique et le Radium*, 18(10), 572-578.

- [28] pal Singh, G, & Raj, B. (2013, March). Single electron transistor theory: A review. In 2013 IEEE International Conference ON Emerging Trends in Computing, Communication and Nanotechnology (ICECCN) (pp. 95-99). IEEE.
- [29] Sée, J, Dollfus, P, Galdin, S, & Hesto, P. (2004). Electronic properties of semiconductor quantum dots for coulomb blockade applications. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 21(2-4), 496-500.
- [30] Sée, J, Dollfus, P, Galdin, S, & Hesto, P. (2003). Simple one-dimensional model for electronic structure calculation of unbiased and biased silicon quantum dots in Coulomb blockade .
- [31] Tucker, J. R. (1992). Complementary digital logic based on the ‘‘Coulomb blockade’’. *Journal of Applied Physics*, 72(9), 4399-4413.

الفصل الثاني :
دراسة نظرية لفعل الحصر الكولومبي
(coulomb blockade)

1.II . مقدمة :

سوف نقوم في هذا الفصل بدراسة نظرية لفعل الحصر الكولومبي في نظام ثنائي الوصلة النفقية في المركبات النانومترية ، وذلك عن طريق دراسة كهروستاتيكية للنظام ثنائي الوصلة و دراسة النقل الكهربائي في هذا النظام .

2.II . الدراسة الكهروستاتيكية :

كما شرحنا سابقا يمكن اعتبار الوصلة النفقية (junction tunnel) على أنها مكثفة C أو مقاومة R_t ، للاخذ بعين الاعتبار كل من الحصر الكولومبي ومرور الإلكترونات بواسطة الفعل النفقي [1]. النظام مكون من وصلتين نفقيتين (C_1, R_{t1}) ، (C_2, R_{t2}) ، متصلين على التوالي. الشكل (13.I) يتم اختيار الجهد المرجعي بحيث تكون الحالة الطاقية الأدنى عند تطبيق جهد صرف $V_{ds}=0$. ونتيجة لذلك يكون عدد الإلكترونات الزائدة $n = 0$ في النقطة الكمومية. حيث يمكن تطبيق $V_{ds} \neq 0$ الذي يؤدي الى تغيير عدد الإلكترونات الزائدة عن طريق مرورها عبر الفعل النفقي في أحد الوصلات ، تتم هذه التغييرات بخطوات متقطعة بقيمة $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ [2,3].

الطريقة المتبعة في هذه الدراسة هي طريقة كلاسيكية عامة تُستخدم لفهم ظاهرة الحصر الكولومبي التي مبدأها يتمحور حول حساب الطاقة الكلية للنظام ودراسة الانتقالات المسموحة للإلكترون لكي ينتقل من المنبع الى المستقبل [4-9]. .

1.2.II . الشحنة والجهد :

من خلال الرسم التخطيطي الموضح في الشكل (13.I) ، وبفضل إدخال بعض المبادئ الفيزيائية، يمكن استخراج العلاقات التالية:
تعطى الشحنة في النقطة الكمومية كما يلي :

$$\begin{cases} Q_1 = C_1 V_1 \\ Q_2 = C_2 V_2 \end{cases} \quad (1.II)$$

الإلكترونات تمر واحدة تلو الأخرى عن طريق الفعل النفقي . وبالتالي، يكون الشحن في البئر الكموني مقدراً بالتالي [10]:

$$Q = -n e \text{ حيث } n \in Z \quad (2.II)$$

حسب مبدأ انحفاظ الشحنة :

$$Q + Q_1 - Q_2 = 0 \quad (3.II)$$

الجهد $V_{ds} = V$ هو مجموع الجهود V_1 و V_2 :

$$V = V_1 + V_2 \quad (4.II)$$

بالإضافة إلى ذلك، يجب أن نحسب الطاقة الكلية للنظام ξ حيث نعرف كمجموع للطاقات الكامنة E_P للنظام ناقص مجموع العمل W [12،11].

$$\xi = E_P - W \quad (5.II)$$

2.2.II الطاقة الكامنة :

الطاقة الكامنة الناشئة عن الكهروستاتيكية، تُقابل الطاقة المخزنة في المكثفين C_1 و C_2 [13].

$$E_P = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2} = \frac{C_1 V_1^2}{2} + \frac{C_2 V_2^2}{2} \quad (6.II)$$

باستخدام المعادلات (1)، (2)، (3)، و (4) يمكننا التعبير عن جميع المتغيرات بدلالة الجهد الكلي المطبق V و $V_{ds} = n$ عدد الإلكترونات الموجودة في البئر الكموني . وهذا يسمح بحساب V_1 و V_2 بطريقة بسيطة .

$$V = V_1 + V_2$$

$$Q_1 - Q_2 = ne = C_1 V_1 - C_2 V_2 \quad (7.II)$$

تسمح هاته المعادلات بتحديد صيغ V_1 و V_2 .

$$V_1 = (C_2 V + ne) / C_{eq} \quad (8.II)$$

$$V_2 = (C_1 V - ne) / C_{eq} \quad (9.II)$$

حيث ان $C_{eq} = C_1 + C_2$. و نعبر عن الطاقة الكامنة بالصيغة التالية [10] :

$$E_p = \frac{1}{2C_{eq}} [C_1 C_2 V^2 + (ne)^2] \quad (10.II)$$

3. 2.II عمل المنبع (work of the source) :

يمثل العمل المنجز في نظام الطاقة التي يجب أن يوفرها جهد المنبع (source) لتمكين تمرير الإلكترونات عبر الوصلات النفقية (الحواجز الكمومية).

هذا العمل يتم عبر عمليتين الشكل (II . 2):

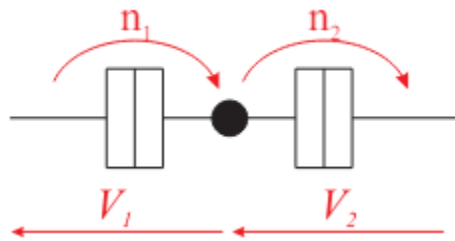
العملية الأولى تتضمن تمرير n_1 إلكترون عبر الوصلة النفقية الأولى (tunnel junction 1)، أما العملية الثانية فتتعلق بانتقال n_2 إلكترون عبر الوصلة النفقية الثانية (tunnel junction 2) [12،11] . يجب أن نحصل على العلاقة التالية:

$$n = n_1 - n_2 \quad (11.II)$$

بما أن n الكترونات مخزنة في البئر الكموني، ونعلم أن العمل المقدم من قبل المنبع يتمثل في العلاقة:

$$w = \int V(t) I(t) dt = V \Delta Q \quad (12.II)$$

حيث : $V(t) = cste$ و $I(t) = dq / dt$.



الشكل (II . 1): تمثيل مرور الإلكترونات عبر الوصلات النفقية [10].

عندما يخرج إلكترون عبر الوصلة النفقية الثانية على سبيل المثال، يزداد عدد الإلكترونات التي عبرت هذا النفق من n_2 الى $n_2 + 1$ بمعنى أن (n_2 يتحول إلى $n_2 + 1$)، بينما يقل العدد المخزن في البئر الكموني بوحدة واحدة، حيث يتحول من n إلى $n-1$ بمعنى أن (n يتحول إلى $n-1$) بما أن الوصلة النفقية الثانية يمكن اعتبارها كمقاومة أثناء مرور الإلكترون، فإن الوصلة النفقية الاولى تلعب دور المكثفة. حيث يتطور الجهد عبر أطرافها نتيجةً لتغير عدد الإلكترونات في البئر الكموني. من خلال استبدال n بـ $n-1$ في المعادلة (8) نلاحظ أن V_1 تقل بمقدار e/C_{eq} و يتحول من V_1 إلى V'_1 بحيث [14،10]:

$$V'_1 = V_1 - e/C_{eq} \quad (13.II)$$

هذا التغير في الجهد $\Delta V_1 = V'_1 - V_1 = -\frac{e}{C_{eq}}$ ادى الى تغيير الشحنة [10].

($Q_1 = C_1 V_1 \rightarrow Q'_1 = C_1 V'_1$) للمكثفة المرتبطة بالوصلة الاولى، المعادل لي :

$$\Delta Q_1 = Q'_1 - Q_1 = -C_1 e/C_{eq} \quad (14.II)$$

والتي يجب أن يعوّضها المنبع بتوفير كمية ΔQ_1 ، إذا كان لدينا n_2 إلكترون يعبر الوصلة النفقية الثانية، فإن المنبع يقدم بالتالي عملاً إجمالياً (W_1) :

$$W_1 = -n_2 [(C_1 e) / C_{eq}] V \quad (15.II)$$

سنكمل بنفس الطريقة للإلكترونات n_1 التي تم إدخالها عبر الوصلة النفقية الاولى. حيث عندما يدخل إلكترون إلى البئر الكموني عبرها ، عدد الإلكترونات التي عبرت هذه الوصلة يتغير من n_1 إلى $(n_1 + 1)$ ، بينما يزداد عدد الإلكترونات المخزنة في البئر الكموني بوحدة واحدة. حيث يتحول من n إلى $n + 1$ ، على الرغم

من أن الوصلة النفقية الاولى يمكن اعتبارها كمقاومة أثناء مرور الإلكترون، إلا أن الوصلة النفقية الثانية تلعب دور المكثفة. يتطور الجهد عبر أطرافها نتيجةً لتغير عدد الإلكترونات في البئر الكموني. بعد استبدال n بـ $n + 1$ في المعادلة (9) نلاحظ أن V_2 يصبح $V'_2 = (C_1 V - (n + 1)e) / C_{eq}$ وبالتالي، يقل بمقدار e/C_{eq} و يتحول من V_2 إلى V'_2 بحيث [12]:

$$V'_2 = V_2 - e / C_{eq} \quad (16.II)$$

هذا التغير في الجهد $\Delta V_2 = V'_2 - V_2 = -e/C_{eq}$ أدى الى تغيير في الشحنة للمكثفة المرتبطة بالوصلة النفقية الثانية ، هذا ما يعادل :

$$\Delta Q_2 = -C_2 e / C_{eq} \quad (17.II)$$

والتي يجب تعويضها من قبل المنبع عن طريق توفير كمية ΔQ_2 ، إذا كان لدينا n_1 إلكترون يدخل عبر الوصلة النفقية الاولى، فإن المنبع يوفر بالتالي عملاً إجمالياً (W_2) :

$$W_2 = -n_1 [(C_2 e) / C_{eq}] V \quad (18.II)$$

الطاقة الكلية $\xi = E_p - W_1 - W_2$ في هذه الحالة، تُكتب بالشكل التالي :

$$\xi = \frac{1}{2C_{eq}} [C_1 C_2 V^2 + (ne)^2] + \frac{eV}{C_{eq}} (n_1 C_2 + n_2 C_1) \quad (19.II)$$

العبارة (19) تمثل طاقة (Helmholtz) الحرة.

في الفيزياء، يسعى النظام دائماً لتقليل طاقته. لكي يتمكن أي نقل للإلكترونات من المرور، حيث يرتبط بانخفاض في الطاقة الحرة (Helmholtz). بمعنى آخر، يتوافق نقل الإلكترونات عبر الفعل النفقي مع حالة تكون مناسبة للنظام من الناحية الطاقوية، أي عندما يميل النظام إلى تقليل طاقته الحرة (Helmholtz). هذا الشرط يوفر لنا معلومات حول جميع نطاقات الجهد V حيث التي يمكن أن تحدث عمليات النقل المسموح [2،1].

II.2.4. الانتقالات المسموحة في النظام ثنائي الوصلة النفقية :

في هذا الجزء، سوف نتطرق للتحويلات الممكنة للإلكترونات والجهود الحدية المطبقة :
نفترض أن n_2 إلكترونًا قد مر عبر الوصلة النفقية الثانية و n_1 عبر الوصلة النفقية الأولى في النقطة الكمومية ، بالتالي يبقى $n = n_2 - n_1$ إلكترون [10].

II.2.4.1. الوصلة النفقية الثانية (2 junction) :

إذا خرج إلكترون من الوصلة النفقية الثانية، فهذا يعني أن البئر الكمومي (النقطة الكمومية) فقد إلكترون وسيتم تخفيض العدد من (n) إلى $(n-1)$ سيكون لدينا :

$$n_2 \longrightarrow n_2 + 1 \quad \text{اذن} \quad n \longrightarrow n - 1$$

وبالتالي باستخدام العلاقة (19) سيأخذ تغير الطاقة الشكل الآتي :

$$\Delta \xi_{n_2+1} = \frac{e}{2C_{eq}} [- (2n - 1) e + 2 V C_1] \quad (20.II)$$

إذا دخل إلكترون من الوصلة النفقية الثانية، فهذا يعني أن العدد (n) في البئر الكمومي سيتغير من (n) إلى $(n+1)$ سيكون لدينا [12] :

$$n_2 \longrightarrow n_2 - 1 \quad \text{اذن} \quad n \longrightarrow n + 1$$

وبناءً على ذلك، باستخدام العلاقة (19)، فإن تغير الطاقة هو:

$$\Delta \xi_{n_2-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [+(2n + 1) e - 2 V C_1] \quad (21.II)$$

2.II.2.4. الوصلة النفقية الاولى (junction 1) :

إذا دخل إلكترون من الوصلة النفقية الاولى، فسيستقبله البئر الكموني (النقطة الكمونية) و سيزيد عدد (n) فيه من (n) إلى (n+1) اذن سيكون لدينا الشكل التالي:

$$n_1 \longrightarrow n_1 + 1 \quad \text{اذن } n \longrightarrow n + 1$$

بالتالي، باستخدام العلاقة (19) يصبح التغير في الطاقة:

$$\Delta\xi_{n1+1} = \frac{e}{2C_{eq}} [+(2n + 1)e + 2 V C_2] \quad (22.II)$$

إذا خرج إلكترون عبر الوصلة النفقية الاولى ، فقد فقد البئر الكموني و سينخفض عدد (n) فيه من (n) إلى (n-1) اذن سيكون لدينا الشكل التالي :

$$n_1 \longrightarrow n_1 - 1 \quad \text{اذن } n \longrightarrow n - 1$$

وبالتالي باستخدام العلاقة (19) سيكون لدينا التغير في الطاقة بالشكل:

$$\Delta\xi_{n1-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [-(2n - 1)e - 2 V C_2] \quad (23.II)$$

من الناحية الطاقوية، لا يمكن أن تحدث جميع هذه الانتقالات إلا إذا فرضنا الشرط $\Delta\xi < 0$ [9].

في هذه الحالة :

$$n_2 \longrightarrow n_2 + 1 \quad \text{و } n \longrightarrow n - 1$$

الشرط $\Delta\xi_{n2+1} < 0$ يعطي :

$$(2n - 1) e - 2VC_1 > 0 \quad (24.II)$$

وهذا ينتج عنه شرط آخر على الجهد :

$$V \ll \frac{(2n-1)e}{2C_1} \quad (25.II)$$

الحالات الأخرى يمكن تحصيلها كالتالي [2] :

$$\Delta\xi_{n2-1} < 0 \longrightarrow -(2n + 1) e + 2 V C_1 > 0 \longrightarrow V > \frac{(2n+1)e}{2C_1} \quad (26.II)$$

$$\Delta\xi_{n1+1} < 0 \longrightarrow -(2n + 1) e - 2 V C_2 > 0 \longrightarrow V < \frac{-(2n+1)e}{2C_2} \quad (27.II)$$

$$\Delta\xi_{n1-1} < 0 \longrightarrow (2n - 1) e + 2 V C_2 > 0 \longrightarrow V > \frac{-(2n-1)e}{2C_2} \quad (28.II)$$

هذه النتائج تشير إلى أن التحويلات المحتملة تعتمد على عدد الإلكترونات الموجودة في البئر الكموني وعلى السعة C_1 و C_2 [15].

على سبيل المثال، ندرس الحالة الخاصة عندما يكون عدد (n) من الإلكترونات في البئر الكموني معدومًا من خلال استبدال $n = 0$ في العلاقتين (26) و (28) ، نحصل على القيمة V_{th} للحد الذي دونه يحدث حصر الشحنة الكلي.

$$V > \frac{e}{2C_1} \quad \text{و} \quad V > \frac{e}{2C_2} \quad (29.II)$$

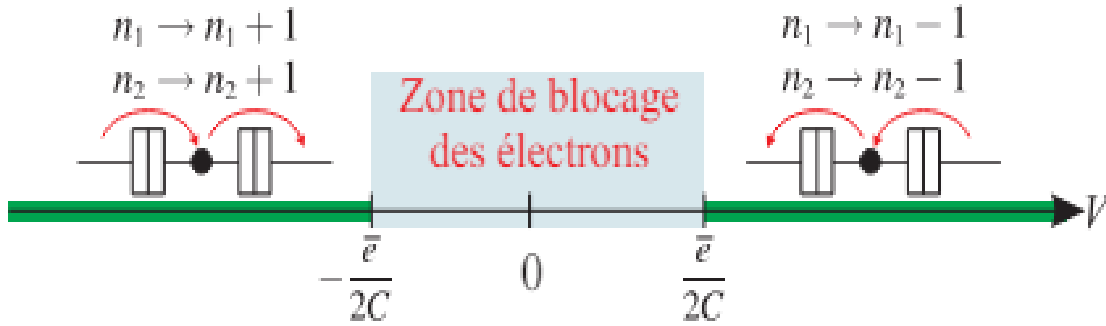
في هذه الحالة، عندما تكون $C_1 \neq C_2$ ، سنتخذ الجهد الذي يمكن لأول إلكترون أن يمر فعليًا إلى النقطة الكمونية مُحددًا بأكبر قيمة للسعتين [6].

$$V_{th} = \min \left(\frac{e}{2C_1}, \frac{e}{2C_2} \right) \quad (30.II)$$

إذا كان $C_1 = C_2 = C$

$$V_{th, n=0} = \left(\frac{e}{2C} \right) \quad (31.II)$$

نقارن هاته النتيجة مع الوصف الكمي الذي تم ذكره سابقاً الذي يظهر أنه يوجد منطقة لا يمكن فيها أي انتقال، وحيث لا يمكن لأي تيار أن يتدفق. وهذا ما يعرف بمنطقة حصر كولومب .



الشكل (II . 2): رسم تخطيطي للانتقالات المسموحة في حالة $n=0$ [2].

في حالة (n) نعطيها أي قيمة و $C_1 = C_2 = C$ ، تصبح حدود الجهد في الانتقالات المسموحة :

$$|V|_{n,th} = (2n + 1) \frac{e}{2C} , \quad n \in \mathbb{Z} \quad (32.II)$$

II. 3 . دراسة ديناميكية للتيار الكهربائي:

II. 3 . 1 . الزمن اللازم لاختراق الوصلتين t_{tot} :

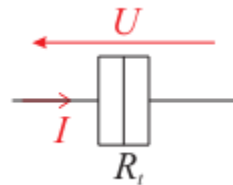
هدف دراسة ظاهرة الحصر الكولومبي هو دراسة خواص التيار (تيار - جهد) لانتقال الإلكترونات من المنبع الى المستقبل. قبل تحديد عبارة التيار الذي يمر عبر الوصلتين النفقتين بدلالة n و الجهد V يجب أولاً تحديد الزمن الذي يستغرقه الإلكترون للعبور عبر الوصلتين النفقتين في النظام [16،17]، التي تسمح بمرور الإلكترونات بشكل متتابع واحدا تلو الآخر. ولتعريف التيار لدينا :

$$I = \frac{q}{t_{tot}} \quad (33. II)$$

لدينا t_{tot}^{-1} يمثل تردد (f) مرور الإلكترونات. وبناءً على هذا، يمكن كتابة التيار على النحو التالي:

$$I = q \cdot f \quad (34. II)$$

حساب التيار يتطلب اعتبار الوصلة النفقية كمقاومة R_t وليس كسعة [9]، مما يسمح بالافتراض أن التغيير في الطاقة $\Delta \xi$ هو سالب واستخدام قانون أوم:



الشكل (II . 3): الرمز المستخدم لحساب التيار [14].

العلاقة بين التوتر المطبق والتردد، كما هو موضح بالمعادلة:

$$\Delta V = R_t \cdot e \cdot f \quad (35. II)$$

سنعتمد على طاقة (Helmholtz) لتحديد زمن عبور الإلكترونات عبر الوصلتين النفقتين لذلك سنقوم بتحويل العبارة (35) إلى طاقة عن طريق ضربها بشحنة الإلكترون ($-e$):

$$\Delta E_p = -e \cdot \Delta V = -e^2 \cdot R_t \cdot f \quad (36.II)$$

نتحصل على التردد :

$$f = \frac{-\Delta E_p}{e^2 R_t} \quad (37.II)$$

حيث f^{-1} يمثل زمن عبور الإلكترون عبر الوصلة النفقية بمقاومة R_t بتغيير طاقته الكامنة ΔE_p التي تتوافق مع التغير $\Delta \xi$ - في طاقة (Helmholtz). مما يعطي تردداً f على الشكل:

$$f = \frac{\Delta E_p}{e^2 R_t} = \frac{-\Delta \xi}{e^2 R_t} \quad (38.II)$$

يُعطى الزمن الذي يستغرقه الإلكترون لعبور الوصلة مقاومة R_t بالمعادلة:

$$t_{tot} = \frac{e^2 R_t}{-\Delta \xi} = \frac{-e^2 R_t}{\Delta \xi} \quad (39.II)$$

يمكننا بالتالي تقسيم هذا الزمن إلى اثنين : يستغرق الإلكترون الزمن t_1 لعبور الوصلة الاولى والزمن t_2 لعبور الوصلة الثانية [4]. الزمن الإجمالي لمرور الإلكترونات عبر النظام بأكمله هو مجموع هذين الزمنين .

ليكن لدينا n_1 و n_2 إلكترون انتقلا عبر الوصلتين الاولى و الثانية على التوالي. وكذلك نفترض الحالة

$$\frac{R_{t1}}{R_{t2}} > 1 \quad \text{و} \quad \frac{C_1}{C_2} > 1$$

اذن : الإلكترون سيدخل أولاً إلى البئر الكموني عبر الوصلة النفقية الثانية ويخرج من الوصلة النفقية الاولى. اذا دخل الكترون عبر الوصلة النفقية الثانية أي $n_2 - 1 \rightarrow n_2$ سوف يتغير عدد الالكترونات في البئر الكموني من (n) الى $(n+1)$ [6].

وهي كالتالي :

اذا : $n_2 \longrightarrow n_2 - 1$

اذن : $n \longrightarrow n + 1$

بناءً على ذلك باستخدام العلاقة (19) يأخذ تغير الطاقة الشكل التالي :

$$\Delta \xi_{n_2-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [+(2n + 1)e - 2 V C_1]$$

وهي العلاقة (21) المذكورة سابقا.

الزمن t_2 الذي سيستغرقه الإلكترون لعبور الوصلة 2 قبل أن يتم تخزينه في البئر الكموني [4] معطى بالصيغة التالية :

$$t_2 = \frac{-2 C_{eq} R_{t2}}{[+(2n+1) - \frac{2C_1}{e} V]} \quad (40.II)$$

ليكن عدد للإلكترونات $n = 0$ هو معدوم .

لدينا :

$$a = \frac{C_1}{C_2} \quad , \quad b = \frac{R_{t1}}{R_{t2}} \quad , \quad v = \frac{e}{2C_1} \quad (41.II)$$

$$t_2 = \frac{2C_1 R_{t1} b^{-1} (1 + \frac{1}{a})}{[\frac{V}{v} - 1]} \quad (42.II)$$

سيستغرق الإلكترون الواحد زمنا t_1 للخروج من الوصلة النفقية الاولى . خلال هذا الزمن يتم تخزينه في البئر الكموني ، ولا يمكن لأي إلكترون آخر دخوله حتى يخرج الإلكترون الأول [9].

سيتم تغيير عدد (n) (في البئر الكموني) من (n) إلى (n-1) بالشكل التالي :

$$n_1 \longrightarrow n_1 - 1 \quad \text{إذا :}$$

$$n \longrightarrow n - 1 \quad \text{اذن :}$$

وبناءً على ذلك باستخدام العلاقة (19) فإن التغيير في الطاقة يأخذ الشكل التالي :

$$\Delta\xi_{n1-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [-(2n - 1)e - 2 V C_2]$$

وهي العلاقة (23) المذكورة سابقا.

باستخدام $n=1$ في المعادلة (23)، يمكننا حساب الزمن t_1 الذي يستغرقه الإلكترون للخروج من الوصلة النفقية الاولى .

$$t_1 = \frac{2 C_1 R_{t1} (1 + \frac{1}{a})}{[1 + \frac{V}{v a}]} \quad (43.II)$$

الزمن الإجمالي لعبور الإلكترون النظام (الوصلتين النفقيتين الاولى والثانية):

$$t_{tot} = t_1 + t_2 = 2C_1 R_{t1} \frac{(a b + 1)}{a b} \left[\frac{b}{[1 + \frac{V}{v a}]} + \frac{1}{[\frac{V}{v} - 1]} \right] \quad (44.II)$$

II . 3 . 2 . التيار الكهربائي :

التيار الكهربائي المار عبر النظام يتناسب طرديا مع الجهد ونكتب الصيغة الكلاسيكية له كالتالي [10]:

$$I = \frac{e}{t_{tot}} \quad \text{، حيث عند مرور إلكترون واحد فقط يمكننا كتابتها في هذه الحالة على النحو التالي:}$$

$$I = \frac{e}{2R_{t1} C_1} \frac{a^2 b}{(1+a)} \frac{\left(\frac{V}{v} - 1\right) \left(\frac{V}{av} + 1\right)}{a(1-b) + (1+ab) \frac{V}{v}} \quad (45.II)$$

الرسوم البيانية للمتغيرات t_{tot} ، I ، و V سوف تكون بوحدات $C_1 R_{t1}$ ، $\frac{e}{R_{t1} C_1}$ ، $\frac{e}{2C_1}$ ، على التوالي ما بين v و $3v$.

و بنفس الطريقة في حالة مرور الكترونين في هذه الحالة نطاق الجهد يكون بين $3ni$ و $5ni$ حيث يدخل إلكترونين عبر الوصلة النفقية الثانية ، أي $n_2 \longrightarrow n_2 - 2$ في البئر الكمومي ، و سيزداد العدد من (n) إلى $(n+2)$ [4] اذن :

$$n_2 \longrightarrow n_2 - 2 \quad \text{اذا كان :}$$

$$n \longrightarrow n + 2 \quad \text{اذن :}$$

وبالتالي باستخدام العلاقة (19)، يأخذ التغير في الطاقة الشكل التالي :

$$\Delta \xi_{n_2-2} = \frac{e}{2C_{eq}} [(4n + 4)e - 2 V C_1] \quad (46.II)$$

سيستغرق هذين الإلكترونين زمنا t_1 للخروج من الوصلة النفقية الاولى . خلال هذا الزمن يتم تخزينهم في في البئر الكموني ، اذن في هذه الحالة سينخفض العدد من (n) إلى $(n-2)$ حسب المعادلة التالية:

$$n_1 \longrightarrow n_1 - 2 \quad \text{اذا كان :}$$

$$n \longrightarrow n - 2 \quad \text{اذن :}$$

وبناءً على ذلك باستخدام العلاقة (19) فإن التغير في الطاقة يأخذ الشكل التالي :

$$\Delta\xi_{n1-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [-(2n - 1)e - 2V C_2] \quad (47.II)$$

وهي العلاقة (23) المذكورة سابقا.

مثلما وجدنا سابقا إذا كان عدد الإلكترونات المخزنة في البئر الكموني صفر ($n=0$) في البداية فإن الزمن t_2 الذي يستغرقه الإلكترونين للعبور عبر الوصلة النفقية الثانية والوصول إلى البئر الكموني هو:

$$t_2 = \frac{2C_1 R_{t1} b^{-1} (1 + \frac{1}{a})}{[\frac{V}{2v} - 1]} \quad (48.II)$$

يتم الحصول على الزمن t_1 الذي يقضيه هذين الإلكترونين في الخروج من البئر الكموني عند استبدال قيمة n بقيمة 2 في العلاقة (47) و تكون الدالة كالتالي :

$$t_1 = \frac{2 C_1 R_{t1} (1 + \frac{1}{a})}{[1 + \frac{V}{2v a}]} \quad (49.II)$$

اذن التيار يأخذ المعادلة التالية :

$$I_{2\text{ electrons}} = \frac{2e}{2R_{t1} C_1} \frac{a^2 b}{(1+a)} \frac{(\frac{V}{2v} - 1)(\frac{V}{2av} + 1)}{a(1-b) + (1+ab)\frac{V}{2v}} \quad (50.II)$$

في حالة مرور ثلاث الكترونات في هذه الحالة نطاق الجهد يكون بين $5ni$ و $7ni$ فنجد زمن مرور الالكترونات عبر النظام كالتالي :

$$t_2 = \frac{2C_1 R_{t1} b^{-1} (1 + \frac{1}{a})}{[\frac{V}{3v} - 1]} \quad (51.II)$$

$$t_1 = \frac{2 C_1 R_{t1} (1 + \frac{1}{a})}{[1 + \frac{V}{3va}]} \quad (52.II)$$

فتصبح لدينا معادلة التيار لثلاثة الكترونات كالتالي :

$$I_{3 \text{ electrons}} = \frac{3 e}{2R_{t1} C_1 (1 + a)} \frac{a^2 b}{a (1 - b) + (1 + a b) \frac{V}{3v}} \left(\frac{V}{3v} - 1 \right) \left(\frac{V}{3av} + 1 \right) \quad (53.II)$$

II. 3.3 . تأثير شحنة الشوائب q_0 على الحصر الكولومبي :

لدينا في النظام ثنائي الوصلة وتحديدًا ظاهرة الحصر الكولومبي ، مثل أي جزء إلكتروني قد تظهر شحنة تؤثر على عمل النظام بشكل غير مرغوب فيه. وتنشأ هذه الشحنات من مصادر متنوعة، مثل الشوائب المشحونة، والفجوات، العيوب ، وغير ذلك... الخاصية المشتركة بين هذه الشحنات انها تكمن في عدم قابليتها للتحكم سواء في موقعها أو في عددها [2]. إذا فرضنا بشكل عام أن مجموع هذه الشحنات يكون داخل البئر الكموني كشحنة q_0 ، فإن معادلة حفظ الشحنة الكلية (1) ومعادلة الشحنة المخزنة (2) تصبح كالتالي :

$$Q = Q_2 - Q_1 = -n e + q_0 \quad \text{حيث} \quad n \in Z \quad (54.II)$$

تتسبب هذه الشحنة q_0 تغييرًا في الطاقة الكلية حيث تصبح :

$$\xi = \frac{1}{2C_{eq}} [C_1 C_2 V^2 + (ne - q_0)^2] + \frac{eV}{C_{eq}} (n_1 C_2 + n_2 C_1) \quad (55.II)$$

وبالتالي نجد :

$$\Delta \xi_{n2-1} < 0 \longrightarrow -(2n+1)e + 2q_0 + 2V C_1 > 0 \longrightarrow V > \frac{(2n+1)e - 2q_0}{2C_1} \quad (56.II)$$

$$\Delta \xi_{n1+1} < 0 \longrightarrow -(2n+1)e + 2q_0 - 2V C_2 > 0 \longrightarrow V < \frac{-(2n+1)e + 2q_0}{2C_2} \quad (57.II)$$

$$\Delta \xi_{n1-1} < 0 \longrightarrow (2n-1)e - 2q_0 + 2V C_2 > 0 \longrightarrow V > \frac{-(2n-1)e + 2q_0}{2C_2} \quad (58.II)$$

إذا أجرينا حسابا مماثلا للحساب الذي تحصلنا به على الخاصية تيار - جهد في المعادلة (45) عند إضافة الشحنة لتحصلنا على معادلة التيار - جهد التالية :

$$I = \frac{e}{2R_{t1}} \frac{a^2 b}{C_1 (1+a)} \frac{\left(\frac{V}{v} - 1 + \frac{2q_0}{e}\right) \left(\frac{V}{av} + 1 - \frac{2q_0}{e}\right)}{a(1-b) \left[1 - \frac{2q_0}{e}\right] + (1+ab) \frac{V}{v}} \quad (59.II)$$

مراجع الفصل الثاني :

- [1] Grabert, H, & Devoret, M. H. (Eds.). (2013). Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures (Vol. 294). Springer Science & Business Media.
- [2] Sée, J. (2003). Théorie du blocage de Coulomb appliquée aux nanostructures semi-conductrices: modélisation des dispositifs à nanocristaux de silicium (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [3] Sée, J, Dollfus, P, Galdin, S, & Hesto, P. (2006). From wave-functions to current-voltage characteristics: overview of a Coulomb blockade device simulator using fundamental physical parameters. *Journal of Computational Electronics*, 5, 35-48.
- [4] Ferry, D, & Goodnick, S. M. (1999). *Transport in nanostructures* (No. 6). Cambridge university press.
- [5] Gautier, J. (1997). Beyond CMOS: quantum devices. *Microelectronic engineering*, 39(1-4), 263-272.
- [6] Grabert, H. (1991). éditeurs. *Single Charge Tunneling Coulomb Blockade Phenomena in nanostructures*.
- [7] Likharev, K. K. (1988). Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions. *IBM Journal of Research and Development*, 32(1), 144-158.
- [8] Wasshuber, C. (1997). *About single-electron devices and circuits*.
- [9] Talbo, V. (2012). Étude théorique du transport électronique dans les nanodispositifs à boîtes quantiques semiconductrices (Doctoral dissertation, Paris 11).
- [10] Valentin, A . (2008). Modélisation de l'effet tunnel à un électron dans les dispositifs à nanocristaux semiconducteurs: effet tunnel à un électron assisté par phonon (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [11] CLARK, A. F. (1995). Application of single electron tunneling: Precision capacitance ratio measurements. *Applied physics letters*, 66.19: 2588-2590.
- [12] Niquet, Y. M, Delerue, C, Allan, G, & Lannoo, M. (2002). Interpretation and theory of tunneling experiments on single nanostructures. *Physical Review B*, 65(16), 165334.
- [13] Ferry, D. K, Akis, R., & Bird, J. P. (2004). Einselection in action: Decoherence and pointer states in open quantum dots. *Physical review letters*, 93(2), 026803.

- [14] Hofheinz, M. (2006). Coulomb blockade in silicon nanowire MOSFETs (Doctoral dissertation, Université Joseph-Fourier-Grenoble I).
- [15] Querlioz, D, Saint-Martin, J, Bournel, A, & Dollfus, P. (2008). Wigner Monte Carlo simulation of phonon-induced electron decoherence in semiconductor nanodevices. *Physical Review B*, 78(16), 165306.
- [16] Le Royer, C. (2003). Modélisation et simulation des effets mono-électroniques dans les nano-dispositifs: application aux mémoires à peu d'électrons et à la logique à base de sets (single-electron transistor) (Doctoral dissertation, Université Joseph Fourier (Grenoble; 1971-2015)).
- [17] Beenakker, C. W. (1991). Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot. *Physical Review B*, 44(4), 1646.

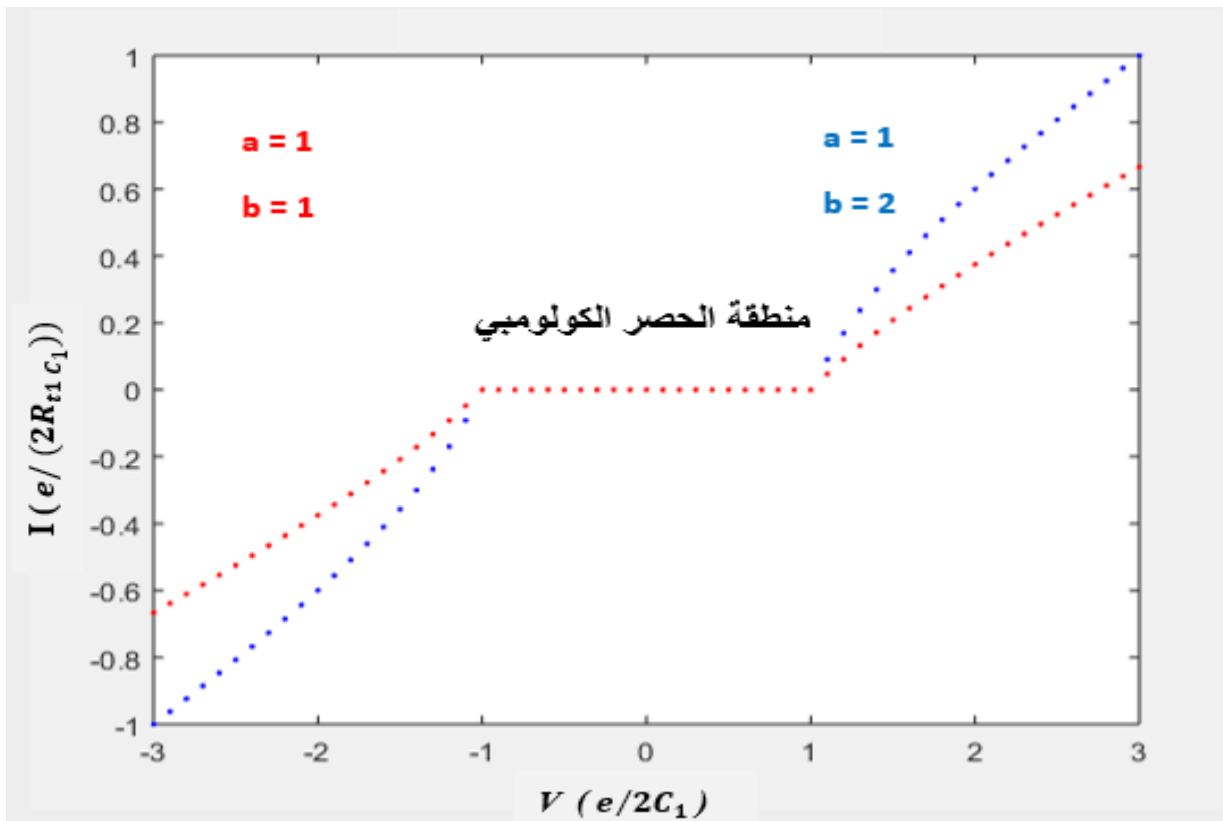
الفصل الثالث :
النتائج و المناقشة

III . 1 . مقدمة :

سوف نقوم في هذا الفصل بدراسة تحليلية للحصر الكولومبي في نظام ثنائي الوصلة في المركبات النانومترية، حيث قمنا بدراسة خواص التيار الكهربائي ودراسات حالات الحصر الكولومبي في هذه المركبات بواسطة المبرمج (MATLAB) ، بالإضافة الى مناقشة العوامل التي تؤثر عليه ، كما درسنا الزمن اللازم لاختراق الوصلتين.

III . 2 . دراسة خصائص التيار لانتقال الكترون واحد في النظام ثنائي الوصلة :

يظهر الشكل (III . 1) خاصية التيار- جهد (I - V) التي توافق انتقال إلكترون واحد في نظام ثنائي الوصلة حيث $(a = 1 ; b = R_{t1} / R_{t2})$ حيث $(a = C_1 / C_2)$ حيث نلاحظ انه عند تغير الجهد في المجال المحصور بين $[- \frac{e}{2C_1} , \frac{e}{2C_1}]$ يكون التيار معدوم وبالتالي لا يوجد انتقال للإلكترون من المنبع (source) الى

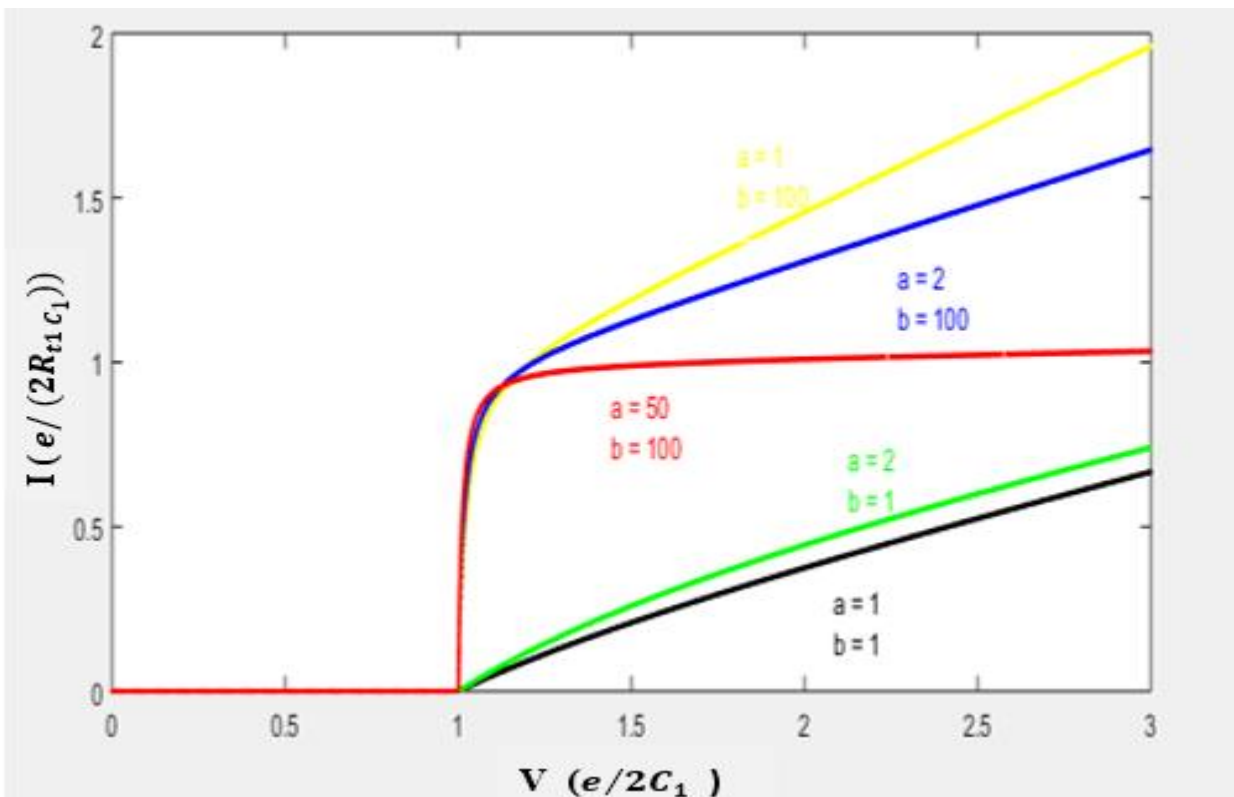


الشكل (III . 1) : منحنى تغير التيار بدلالة الجهد للقيم $(b=1 , a=1)$ و $(b=2 , a=1)$.

الى المستقبل (drain) حيث تدعى هاته المنطقة بمنطقة الحصر الكولومبي ،وعندما يكون الجهد اكبر من العتبة الأولى أي $(|V| > \frac{e}{2C_1})$ نلاحظ وجود تيار وهو عبارة عن دالة خطية ، ويزداد بزيادة الجهد المطبق.

III . 1 . 2 . دراسة تأثير السعة والمقاومة على التيار :

الشكل (III . 2) يعرض لنا منحنى تغير التيار - الجهد (V - I) بدلالة قيم مختلفة لكل من a و b والذي يبين ظاهرة وجود الحصر الكولومبي عندما يكون الجهد $(V < e/2C_1)$. حيث نلاحظ انها لا تتأثر بتغيير السعة و المقاومة الوصلتين. عندما يكون الجهد اكبر من جهد العتبة نلاحظ ان التيار غير معدوم وهذا ما يفسر ان الالكترون لديه القدرة على اختراق الوصلتين ونلاحظ أن نسبة b للمقاومتين النفقية تؤثر بشكل كبير على شدة تغير التيار كما موضح في الشكل ، حيث سوف نقوم بدراسة ومناقشة قيم متفاوتة بشكل كبير $(b \gg 1)$ ، و عند اتخاذ القيمة a $(a \gg 1)$ نجد انها تؤثر على تغير التيار هي أيضا حيث كلما كانت قيم السعة C_1 و C_2 متباعدة اكثر كلما ظل التيار ثابت على طول المستوى، و مع ذلك فان تغير السعة C_1 و C_2

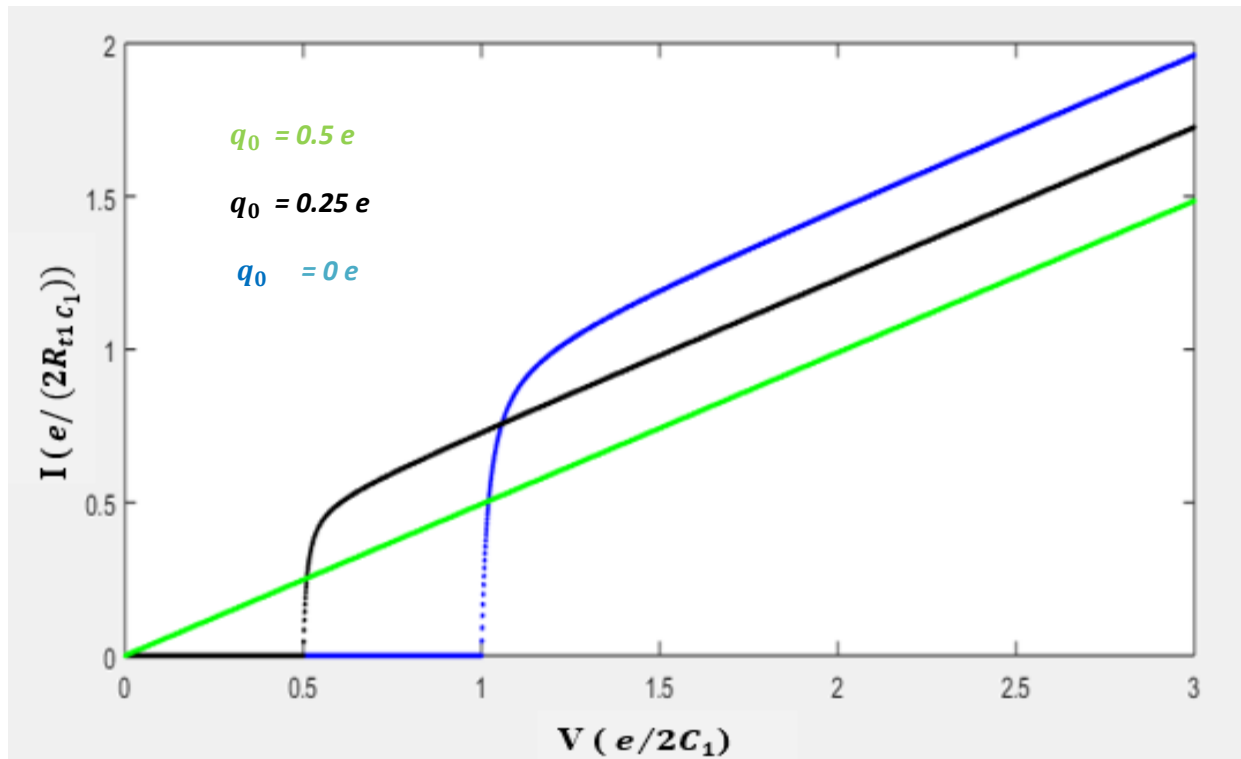


الشكل (III . 2) : تغير التيار - الجهد (V - I) بدلالة قيم مختلفة لكل من a و b.

او المعامل a تؤثر بشكل اقل من المقاومة او المعامل b إلا أنه من الجيد أن يكون الأمر كذلك، لأنه في حال استطعنا فعليًا اتخاذ معامل b كبيرًا جدًا مقارنةً بالوحدة بفضل التشكيلة الواسعة من القيم المتاحة بواسطة احتمالات المرور النفقي، فإن الأمر ليس كذلك بالنسبة للسعات حيث أنه من الصعب جدًا أن نستطيع التحكم بالمعامل a بنفس القدر الذي نرغب فيه.

III . 2.2 . دراسة تأثير الشحنة الشائبة على الحصر الكولومبي :

عند تطبيق شحنة معدومة $q_0 = 0$ في النقطة الكمونية نلاحظ وجود منطقة الحصر الكولومبي ($V < \frac{e}{2C_1}$) مع قيمة مرتفعة للتيار ($V > \frac{e}{2C_1}$) ، اما عند تطبيق شحنة $q_0 = 0.25e$ ، تقل منطقة الحصر الكولومبي الى النصف نظرا لفعاليتها ، مع انخفاض ملحوظ للتيار اقل من تيار الشحنة المعدومة وذلك راجع لوجود الشحنة الشائبة .

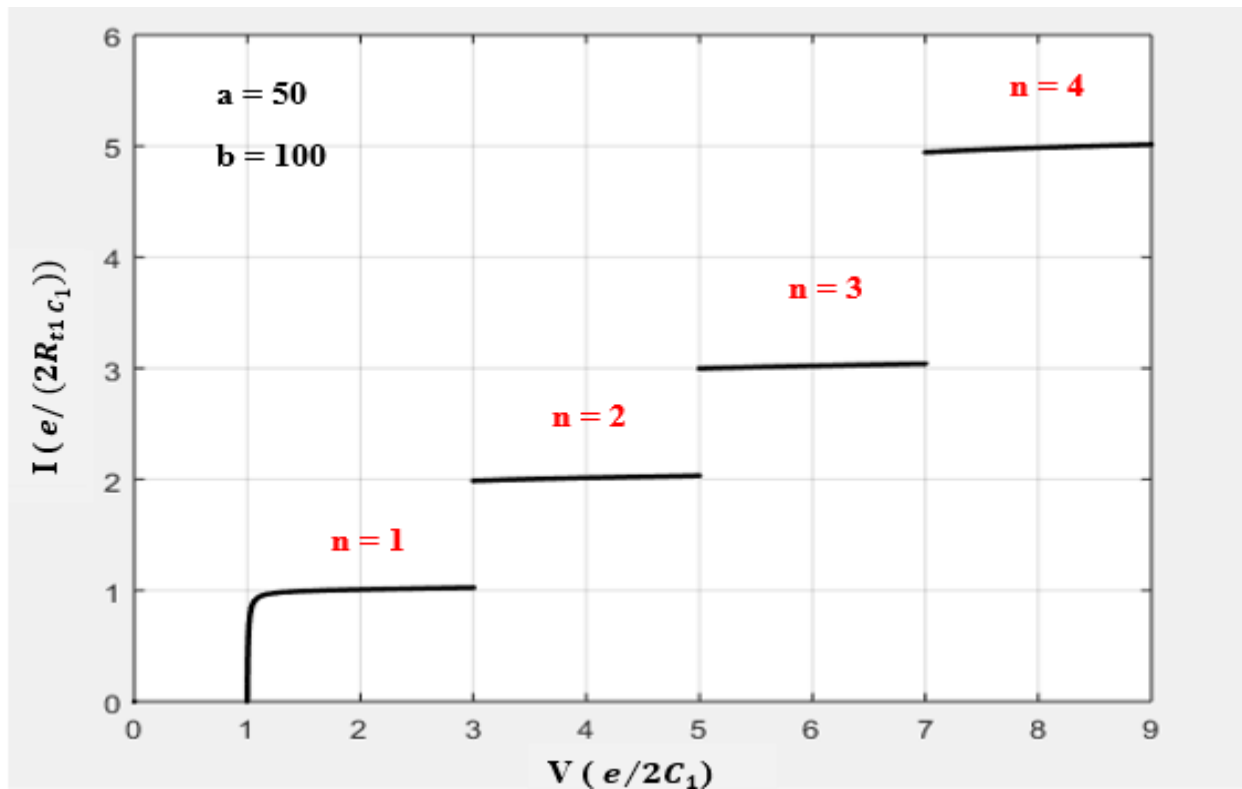


الشكل (III . 3) : منحنى تغير التيار - الجهد (V - I) بدلالة تغير الشحنة الشائبة q_0 .

وعند تطبيق شحنة $q_0 = 0.5e$ تختفي منطقة الحصر الكولومبي كلياً وينخفض التيار مقارنة بالشحنة $0.25e$ $q_0 =$ راجع الى زيادة نسبة الشحنة الشائبة ومنه نستنتج ان الشحنة الشائبة تؤثر على ظاهرة الحصر الكولومبي حيث كلما زادت الشحنة كلما نقصت منطقة الحصر الكولومبي الى ان تنعدم عند الشحنة $0.5e$.

III . 3. دراسة خواص التيار لانتقال عدة الكترونات:

تشير المنحنيات إلى ظاهرة تضاعف التيار عندما تمر الإلكترونات عبر الوصلتين بمجموعات، حيث يتضاعف التيار عندما يمر زوجاً من الالكترونات ، ويتضاعف ثلاث مرات عندما يمر ثلاثة الكترونات وذلك عبر الوصلة الاولى ثم الوصلة الثانية ، وهكذا، مع الالتزام بفرق الجهد المحدد في المعادلة (26) من الفصل الثاني عندما تكون قيمة "a" تساوي 50 وقيمة "b" تساوي 100، تظل قيمة التيار ثابتة في كل فاصل جهد، ولكنها تتوقف بشكل طبيعي على عدد الإلكترونات المارة عبر الوصلات المزدوجة على الترتيب .

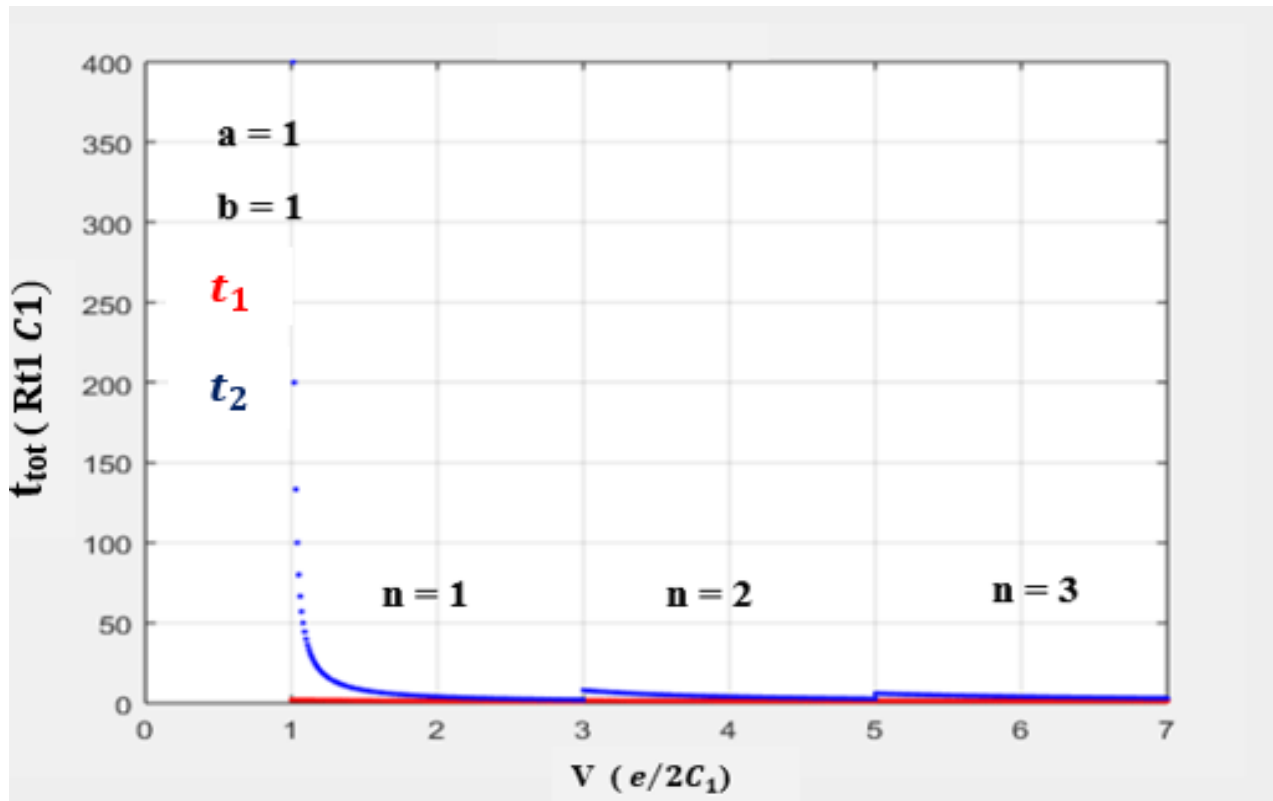


الشكل (III . 4) : تغير التيار بدلالة الجهد لعدة انتقالات للإلكترونات من اجل ($a= 50 , b= 100$).

III . 4 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لعدة انتقالات:

III . 4 . 1. دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد في حالة نظام متناظر $a=1$ و $b=1$:

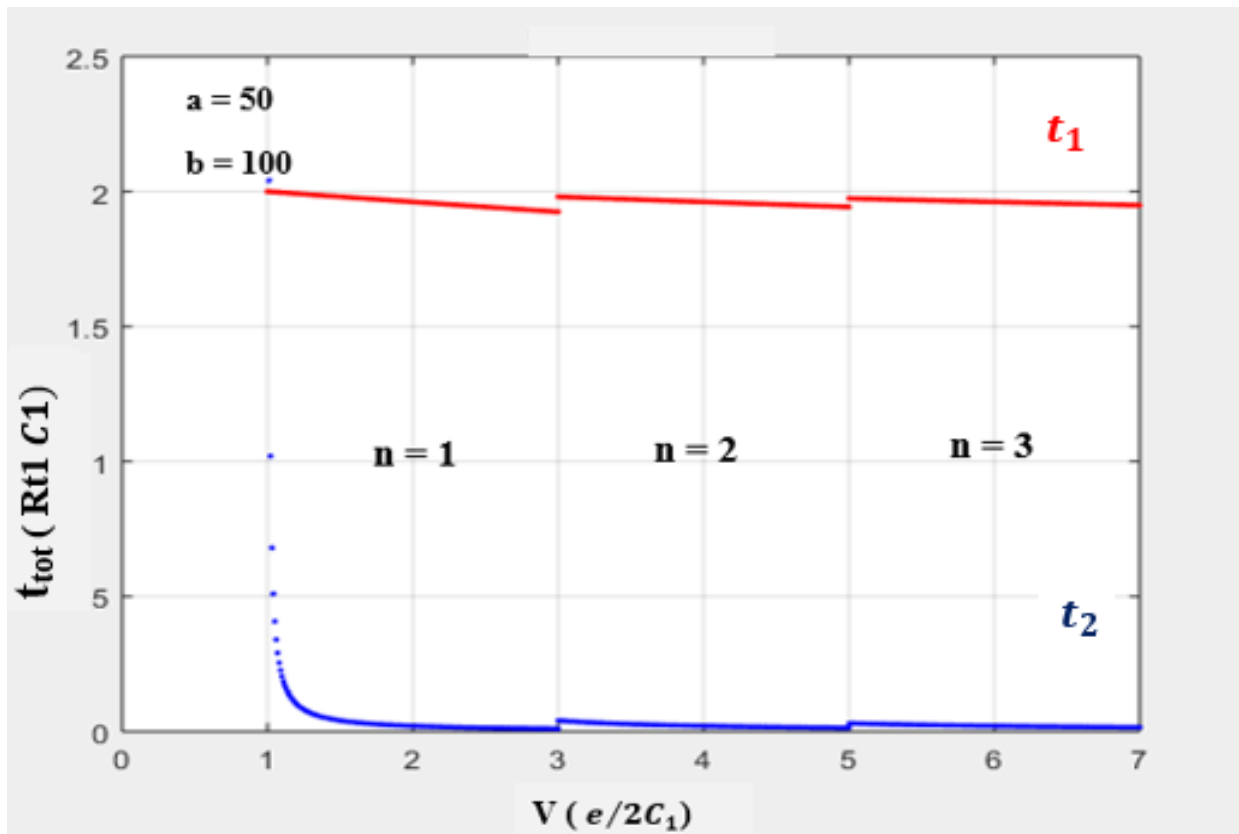
ليكن لدينا النظام ثنائي الوصلتين المتناظر التالي : $a=1$ و $b=1$ ، نلاحظ ان الزمن اللازم لمرور الوصلة الأولى والوصلة الثانية تقريبا متقايسة وذلك لتمائل خصائص الوصلتين ($C_1 = C_2$) و ($R_{t1} = R_{t2}$) وهذا عند الانتقالات الالكترونية الأحادية ($n=1$) ، الثنائية ($n=2$) و الثلاثية ($n=3$) .



الشكل (III . 5) : تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لعدة انتقالات للالكترونات من اجل ($a=1, b=1$) .

III . 4 . 2 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد في حالة نظام غير متناظر $C_1 \neq C_2$ و $R_{t1} \neq R_{t2}$

يبين الشكل (III . 6) حالة النظام ثنائي الوصلتين الغير المتناظر التالي : $a=50$ اي $(C_1 \gg 1)$ و $b=100$ بمعنى $(R_{t1} \gg 1)$ ، نلاحظ ان الزمن اللازم لمرور الوصلة الأولى اكبر مقارنة بالزمن اللازم لمرور الوصلة الثانية وذلك لعدم تماثل خصائص الوصلتين $(C_1 \neq C_2)$ و $(R_{t1} \neq R_{t2})$ وهذا عند الانتقالات الالكترونية الأحادية $(n=1)$ ، الثنائية $(n=2)$ ، و الثلاثية $(n=3)$.

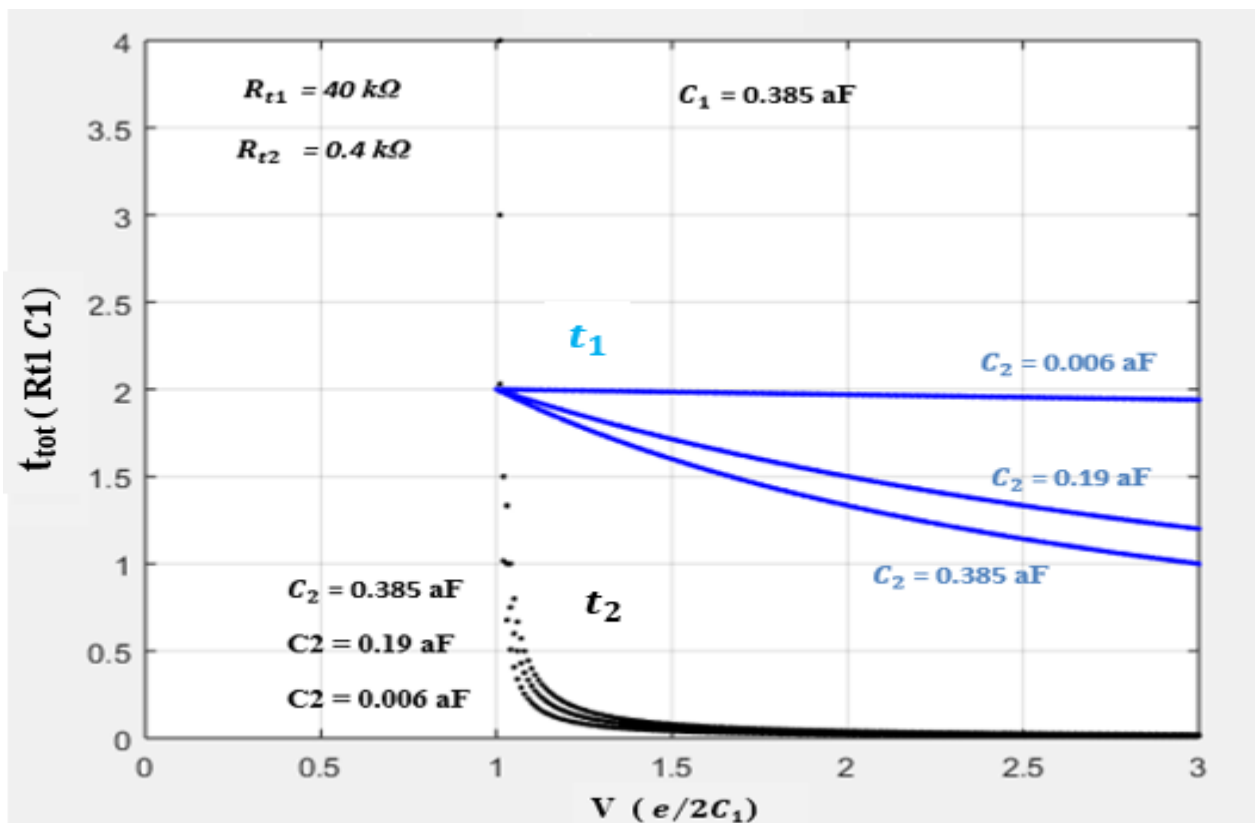


الشكل (III . 6) : تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لعدة انتقالات للإلكترونات من اجل $(a=50, b=100)$.

III . 5 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لانتقال إلكترون واحد:

III . 5 . 1 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لانتقال إلكترون واحد لما $R_{t1} \neq R_{t2}$:

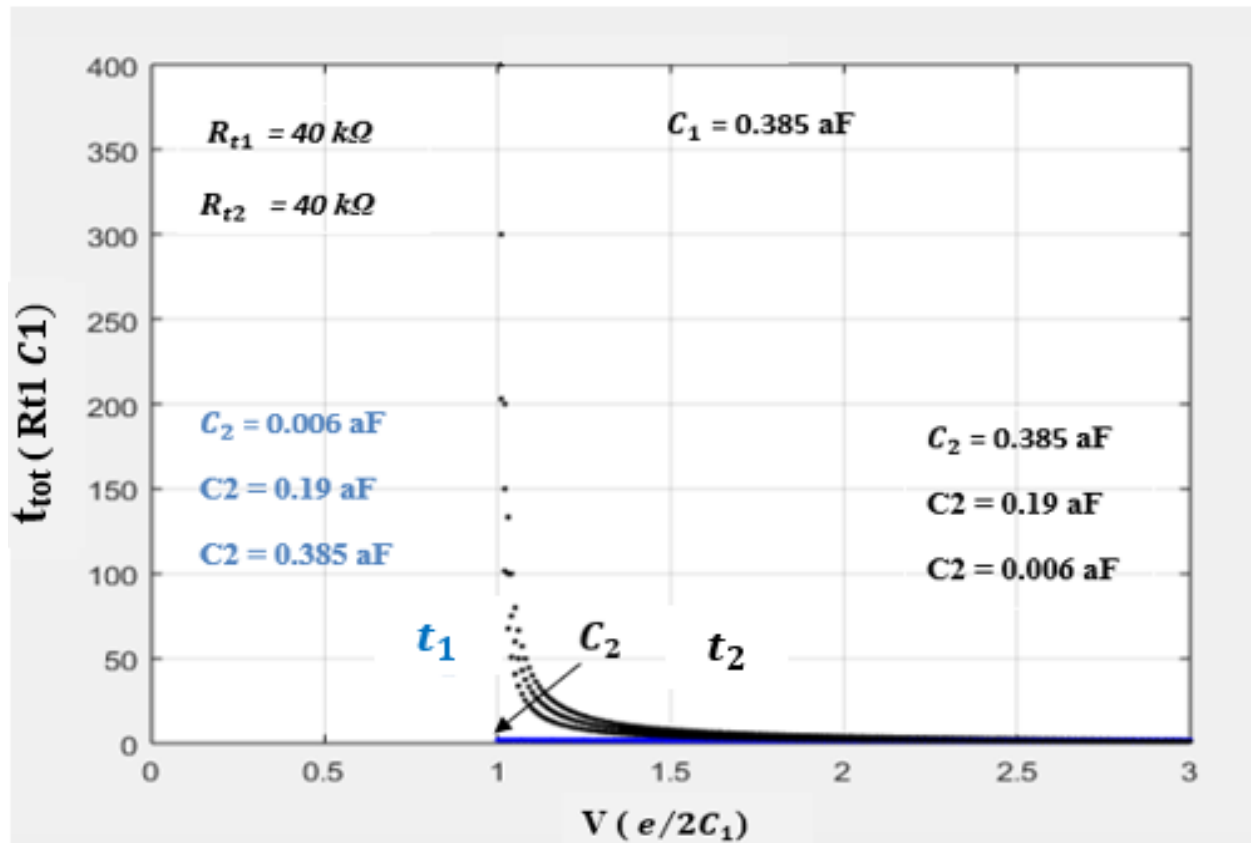
دراسة سلوك الزمن اللازم للإلكترون لعبور النظام (الحواجز الكمومية). عندما تكون سعة الوصلة الأولى (الحاجز الكمومي الأول) أكبر من سعة الوصلة الثانية (الحاجز الكمومي الثاني) ($C_1 > C_2$) نلاحظ أن الزمن اللازم لعبور الوصلة الأولى t_1 يكون أطول نسبياً مقارنة بالزمن اللازم لعبور الوصلة الثانية، كما نلاحظ أن الزمن t_1 يكبر كلما زاد الجهد المطبق بين طرفي الوصلتين، بالإضافة إلى مقاومة الوصلة الأولى الكبيرة مقارنة بالوصلة الثانية. إذن نستنتج أن الإلكترون يميل إلى البقاء لفترة أطول في النقطة الكمومية. و يكون الزمن t_2 اللازم لعبور هذا الجزء قصيراً جداً ويميل نسبياً نحو الصفر والدخول عبر الحاجز الكمومي الثاني يكاد يكون فورياً وهذا ما يفسر ظاهرة الحصر الكولومبي.



الشكل (III . 7) : تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_2 .

III . 2 . 5 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد لانتقال الكترون واحد لما $R_{t1} = R_{t2}$:

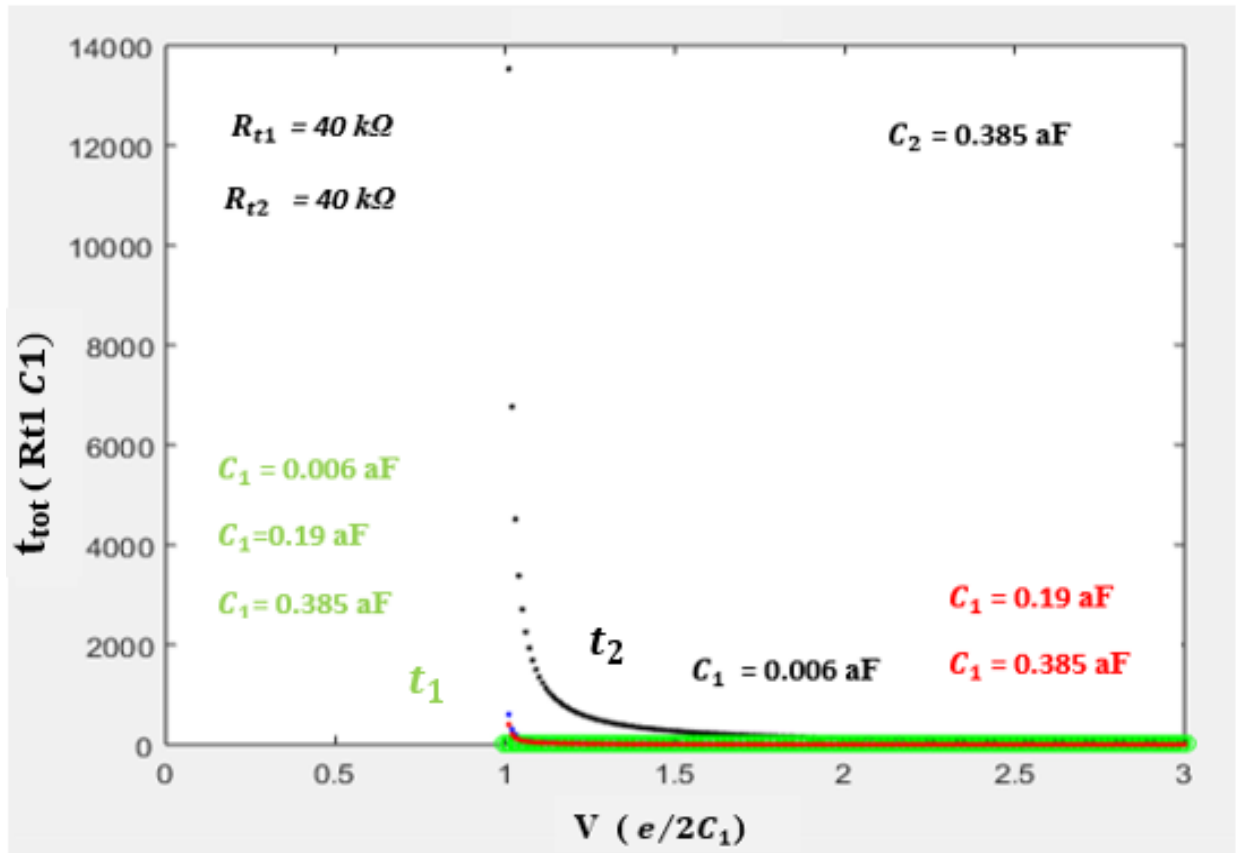
يبين لنا الشكل (III . 8) نفس دراسة نظام ثنائي الوصلتين الموضح في الشكل (III . 7) الا بتغيير مقاومة الوصلة الثانية $(R_{t1} = R_{t2})$. نلاحظ الزمن اللازم لاختراق الوصلتين الأولى و الثانية تقريبا متقايسان ويميلان نحو الصفر وهذا مهما زادت قيمة الجهد المطبق بين الوصلتين وبالتالي انتقال الالكترتون من المنبع الى المستقبل يكون سلس ولا يحتاج الى البقاء في النقطة الكمونية وهذا راجع الى تماثل خصائص الوصلتين . وفي هذه الحالة لا يوجد حصر لالكترتون في النقطة الكمونية .



الشكل (III . 8) : تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_2 .

III . 3.5 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_1 :

في هذا النظام قمنا بدراسة عكسية للوصلتين في حالة تثبيت $(R_{t1} = R_{t2})$ و $(C_2 = 0.385 \text{ aF})$ ، وغيرنا قيمة سعة الوصلة النفقية الأولى $(C_1 = 0.006 \text{ aF} - 0.19 \text{ aF} - 0.385 \text{ aF})$ لاحظنا ان الزمنين اللازمين لاختراق الوصلتين يكونان مختلفان حيث يكون $t_2 > t_1$ عندما نطبق جهد يساوي قيمة العتبة الأولى ، حيث أن الزمن اللازم لعبور الوصلة الثانية t_2 يكون أطول نسبياً مقارنة بالزمن اللازم لعبور الوصلة الاولى ، عندما تزداد قيمة سعة الوصلة الأولى تزداد الى غاية قيمة سعة الوصلة الثانية نلاحظ ان الزمنين متقاربين كلما كان الجهد المطبق اكبر من العتبة بالتقريب $\frac{3v}{2}$.

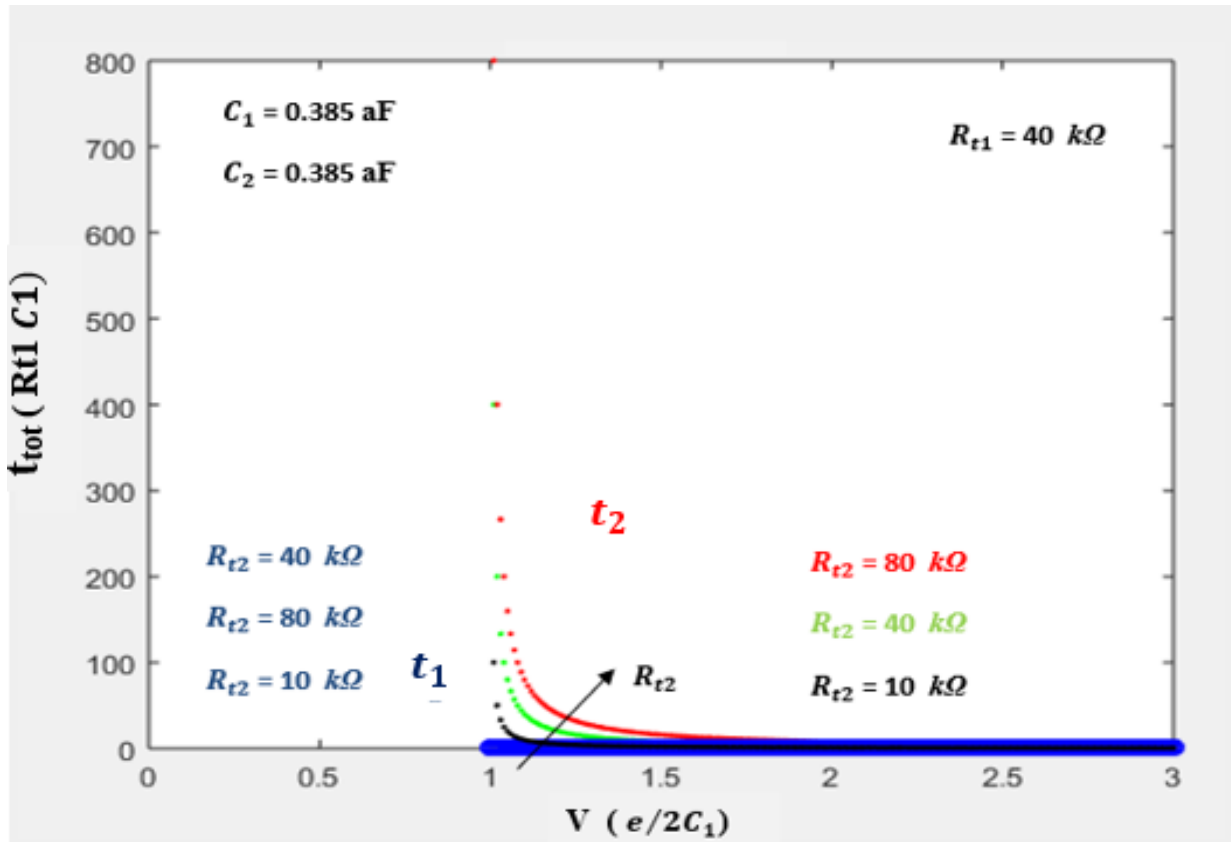


الشكل (III . 9) : تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم C_1 .

III . 4.5 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t2} :

يبين الشكل (III . 10) تغير الزمن الكلي لاختراق الوصلتين الأولى و الثانية بدلالة الجهد من اجل القيم التالية ($C_2 = C_1 = 0.385$ aF) و ($R_{t1} = 40$ k Ω) وغيرنا في قيمة الوصلة النفقية الثانية ($R_{t2} = 10$ k Ω - 40 k Ω - 80 k Ω) لاحظنا انه كلما زادت قيمة مقاومة الوصلة الثانية R_{t2} زاد الزمن اللازم لاختراق الوصلة الثانية t_2 ويكون أطول من الزمن اللازم لاختراق الوصلة الأولى t_1 و هذا نتيجة لسبب زيادة مقاومة R_{t2} في المجال [$v - \frac{3v}{2}$] و بالتالي يبقى الالكترون فترة زمنية معينة في النقطة الكمومية

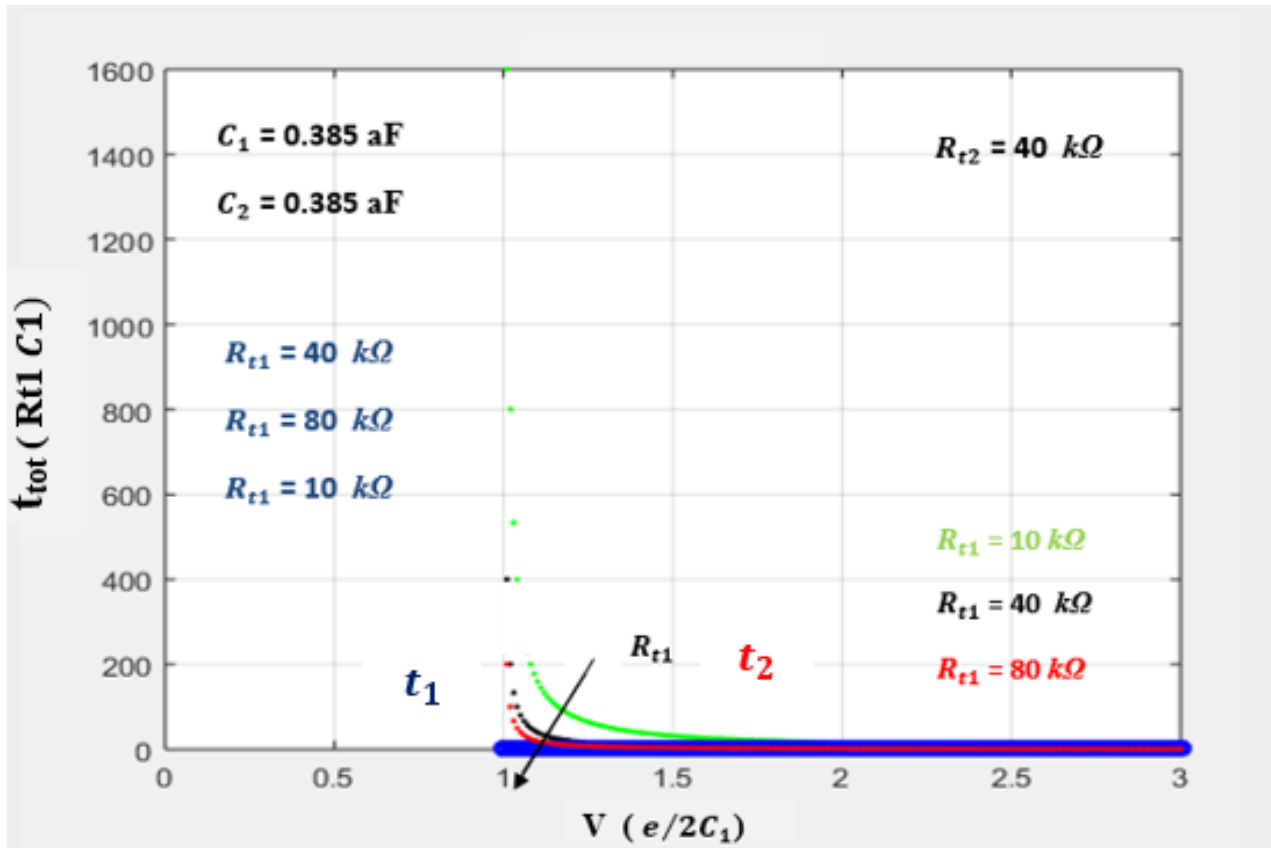
بينما كلما زاد الجهد عن $\frac{3v}{2}$ نلاحظ تقارب زمنين الوصلة النفقية الأولى والثانية t_2 و t_1 .



الشكل (III . 10) : تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t2} .

III . 5. 5 . دراسة تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t1} :

عندما نثبت قيمة مقاومة الوصلة الثانية عند القيمة ($R_{t2} = 40 \text{ k}\Omega$) ونثبت قيمة السعة للوصلة الأولى والثانية عند القيمة ($C_1 = C_2 = 0.385 \text{ aF}$) وغيرنا في قيمة المقاومة الوصلة الأولى ($40 \text{ k}\Omega - 80 \text{ k}\Omega$) - لاحظنا ان الزمن اللازم لاختراق الوصلة الثانية t_2 أطول من الزمن اللازم لاختراق الوصلة الأولى t_1 وهذا عندما يتغير الجهد في المجال $[v - \frac{3v}{2}]$ ، حيث كلما زادت قيمة المقاومة R_{t1} يتناقص الزمن اللازم لاختراق الوصلة الثانية t_2 ، لكن بزيادة الجهد $V > \frac{3v}{2}$ نلاحظ ان الزمن t_1 و t_2 متقاربين.

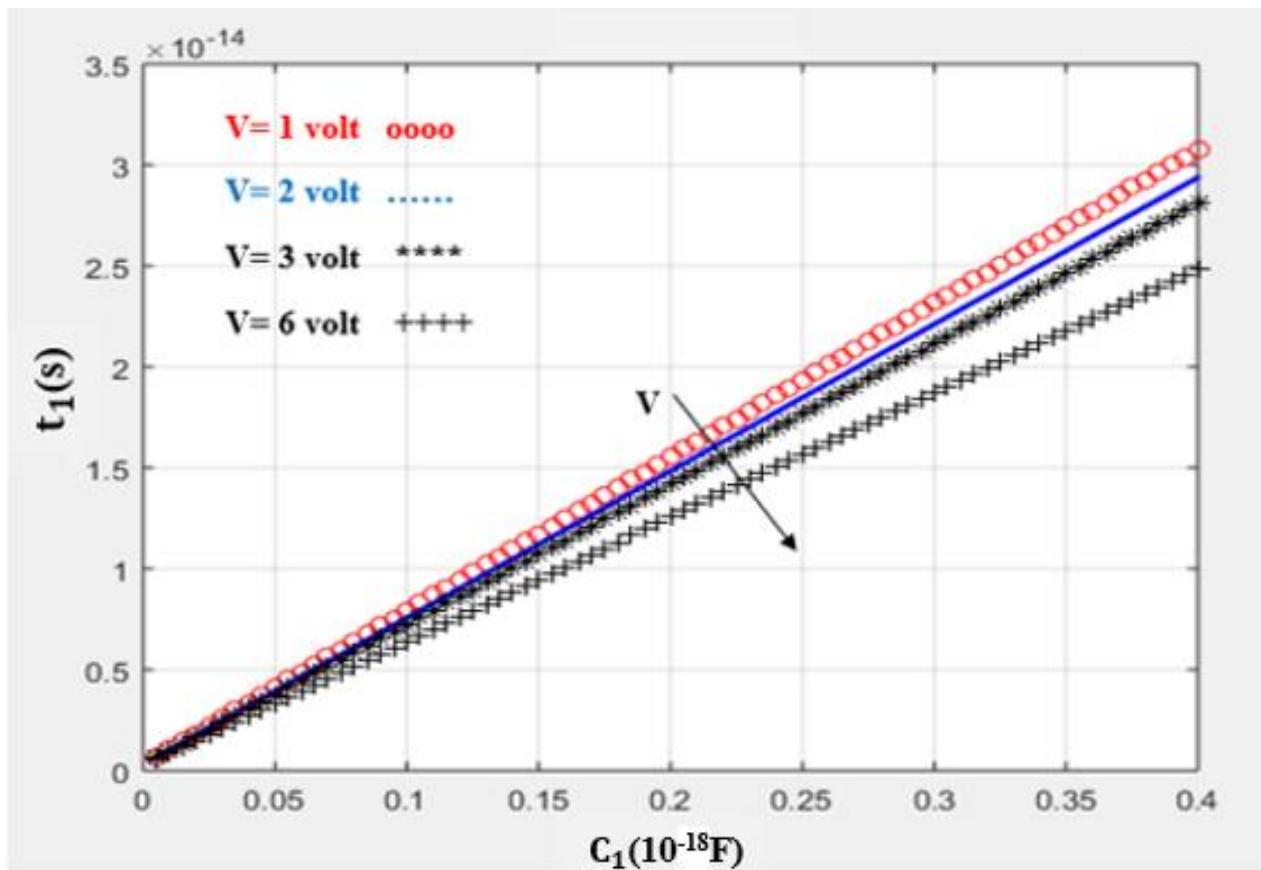


الشكل (III . 11) : تغير الزمن الكلي بدلالة الجهد حسب قيم R_{t1} .

III . 6 . دراسة تغير زمن العبور t_1 بدلالة C_1 :

III . 6 . 1 . تأثير الجهد V على زمن العبور t_1 :

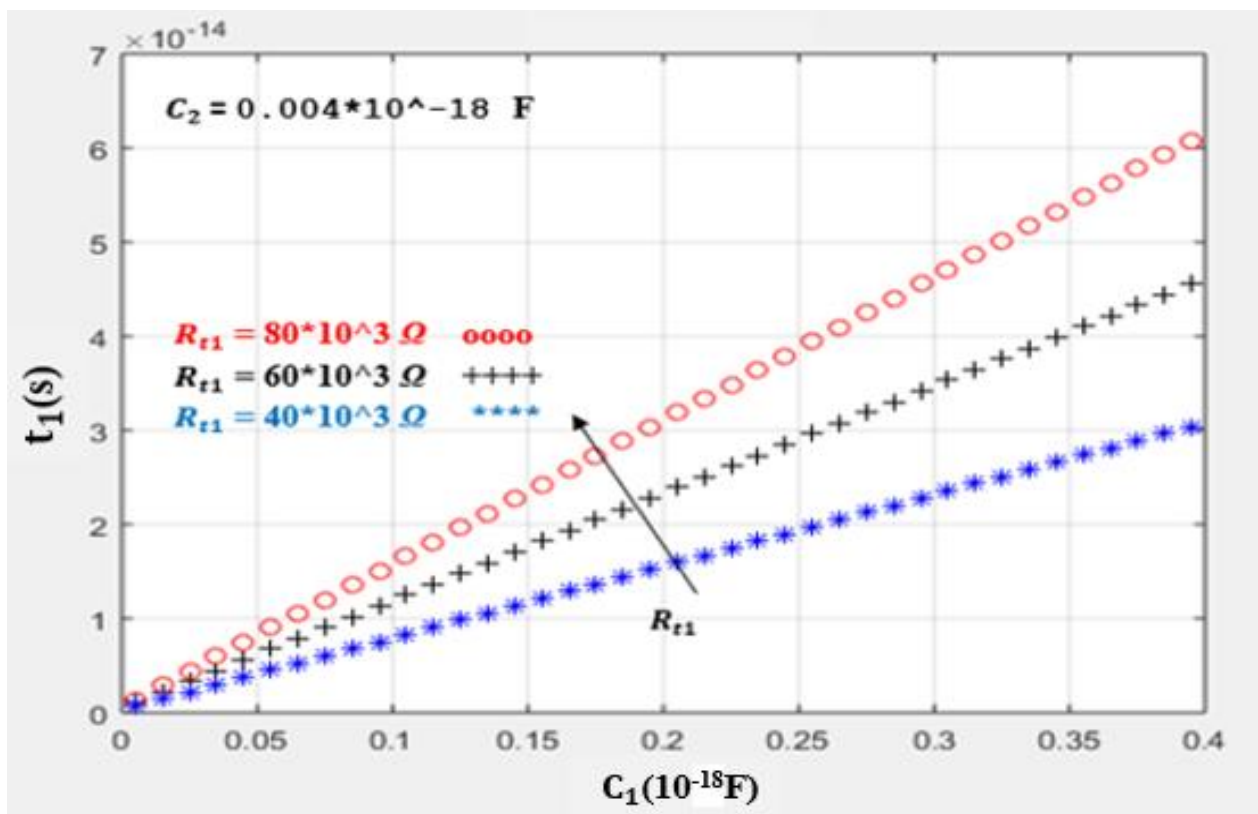
عند دراسة تغير زمن اختراق الوصلة الأولى t_1 بدلالة سعة الوصلة الأولى C_1 حسب تغير الجهد المطبق بين الوصلتين ($V = 1, 2, 3, 6 \text{ v}$) نلاحظ ان الزمن t_1 يتناسب طرديا مع السعة C_1 ، يعني كلما زادت السعة يزداد الزمن اللازم لاختراق الوصلة الأولى t_1 وبالتالي تعتبر السعة حاجزا للالكترونون . لما يزداد الجهد بين طرفي الوصلتين نلاحظ ان الزمن يتناقص مع زيادة الجهد V .



الشكل (III . 12) : تغير زمن العبور t_1 بدلالة السعة C_1 حسب قيم الجهد .

III . 2.6 . تأثير المقاومة على زمن العبور t_1 :

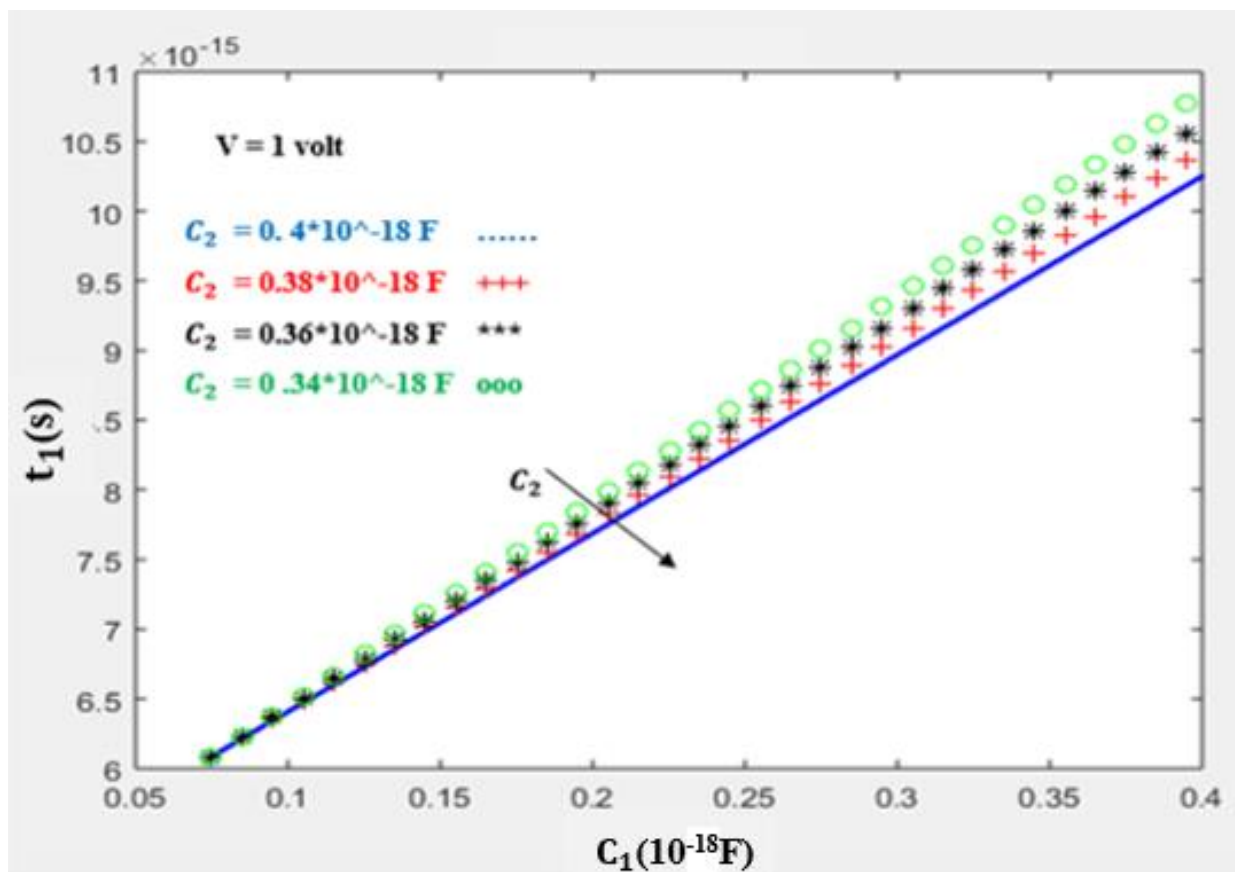
يظهر الشكل (III . 13) تغير زمن عبور الوصلة النفقية الاولى t_1 بدلالة سعة الوصلة النفقية الاولى C_1 حسب قيم المقاومة R_{t1} ($R_{t1} = 80.10^3 \Omega - 60.10^3 \Omega - 40.10^3 \Omega$) وذلك بتثبيت قيمة سعة الوصلة النفقية الثانية ($C_2 = 0,004 . 10^{-18} F$)، حيث نلاحظ كلما زادت قيمة سعة الوصلة الأولى يزداد الزمن اللازم لاختراقها . ويزداد كذلك بزيادة مقاومة الوصلة الأولى R_{t1} .



الشكل (III . 13) : تغير زمن العبور t_1 بدلالة السعة C_1 حسب قيم المقاومة R_{t1} .

III . 6 . 3 . تأثير السعة C_2 على زمن العبور t_1 :

يظهر الشكل (III . 14) تغير زمن العبور t_1 بدلالة سعة الوصلة الأولى C_1 حسب قيم سعة الوصلة الثانية C_2 ($C_2 = 0.4 \cdot 10^{-18} \text{ F} - 0.38 \cdot 10^{-18} \text{ F} - 0.36 \cdot 10^{-18} \text{ F} - 0.34 \cdot 10^{-18} \text{ F}$) . نلاحظ انه كلما زادت سعة الوصلة النفقية الأولى C_1 يزداد معها زمن عبور الوصلة النفقية الأولى t_1 (العلاقة طردية) . كذلك نلاحظ انه كلما اقتربت قيمة سعة الوصلة النفقية الثانية C_2 من سعة الوصلة النفقية الأولى C_1 نلاحظ ان زمن العبور ينقص بسبب تماثل الوصلتين C_1 و C_2 .



الشكل (III . 14) : تغير زمن العبور t_1 بدلالة السعة C_1 حسب قيم C_2 .

الخاتمة

الخاتمة:

الحصر الكولومبي او ما يدعي بالحصر الحوامل (الالكترونات او الفجوات) هو ظاهرة فيزيائية تظهر في الانظمة التي تحتوي على الوصلات النفقية أو التي يتم فيها نقل الحوامل بالفعل النفقي. والهدف الأساسي من هاته الدراسة هو دراسة تحليلية للحصر الكولومبي في النظام ثنائي الوصلة النفقية ودراسة شروط تحققه والعوامل التي تؤثر عليه في المركبات النانومترية باستعمال المبرمج (MATLAB). وتحصلنا على النتائج التالية:

من خلال الدراسة توصلنا الى شروط الحصر الكولومبي المتمثلة في الحجم والذي يجب ان تكون ابعاده صغيرة جدا ، وطاقة الشحن اكبر بكثير من الطاقة الحرارية $E_e \gg K_B T$ والمقاومة النفقية اكبر بكثير من 4112Ω ، وتطرقنا في هذا البحث الى تحليل خاصية تيار-جهد لانتقال الكترون واحد اولعدة انتقالات للاكترونات فوجدنا انه في المجال $[\frac{e}{2C_1}, -\frac{e}{2C_1}]$ (العتبة) يكون التيار معدوم كلما تغير الجهد وهذا ما يسمى بالحصر الكولومبي، وعندما يكون الجهد اكبر من العتبة نتحصل على تيار عبارة عن دالة خطية وذلك بالنسبة لانتقال الكترون واحد ، لكن عند تغيير سعة الوصلتين يكون التيار سلمي. كما درسنا تأثير الشحنة الشائبة على الحصر الكولومبي اذ بينت نتائجها ان للشحنة تأثير كبير على الحصر الكولومبي حيث كلما زادت قيمة الشحنة الشائبة نقصت منطقة الحصر حتى تتلاشى عند القيمة $q_0 = 0.5 e$. وتضمنت أيضا هاته الدراسة دراسة زمن العبور الكلي بدلالة الجهد لانتقال الكترون واحد وانتقال عدة الكترونات وذلك تحت تأثير كل من المقاومة و السعة للوصلتين عليه حيث في النظام المتناظر لانتقال عدة الكترونات كانت قيمة كل من زمن عبور الوصلة الاولى والثانية بالتقريب متساوي ويؤول بالتقريب للصفر، وفي النظام الغير متناظر نجد زمن عبور الوصلتين حسب تغير قيمة سعتهما و مقاومتهما ووجدنا ان الزمن يكون اطول عندما تكون السعة والمقاومة اكبر مع جهد اقل. تأثير المقاومة له دور اكبر من تأثير السعة فعند تماثل قيمة كل من مقاومة الوصلة الاولى والثانية وتغير قيمة السعة نجد زمن عبور الوصلتين بالتقريب .

وأخيرا هذه الدراسة التحليلية كانت تعتمد على الدارة الالكترونية المكافئة لهذا النظام فقط التي لم تعطنا دراسة شاملة لهذه الظاهرة خاصة من جانب الكمي وتأثير درجة الحرارة، وعليه كتطلعات مستقبلية يمكن دراسة هذه الظاهرة بطرق عددية وذلك بحل معادلتين Schrödinger -Poisson .

