جمهورية العراق
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة ميسان
كلية التربية الأَساسيَّة
قسم العلوم العامَّة/ علوم عامة تخصُّصية

التوزيعُ الحراريُ في تركيبٍ نانويٍ مثار بليزر فيمتوثانية

رسالة ماجستير مقدمة إلى
مجلس كلية التربية الأَساسيَّة - جامعة ميسان
وهي جزء من متطلبات نيل درجة الماجستير في العلوم العامة (علوم عامة تخصصية)

تقدَّم بها

علي صبيح لفته

(بكالوريوس علوم عامة 2021 م)

بإشراف

أ.م.د. عدي علي صبيح

1447 هـ 2025 م

بسم الله الرحمن الرحيم

﴿لَقَدْ أَرْسَلْنَا رُسُلَنَا بِالْبَيِّنَاتِ وَأَنزَلْنَا مَعَهُمُ الْكِتَابَ وَالْمِيزَانَ
لِيَقُومَ النَّاسُ بِالْقِسْطِ ۖ وَأَنزَلْنَا الْحَدِيدَ فِيهِ بَأْسٌ شَدِيدٌ وَمَنَافِعُ
لِلنَّاسِ وَلِيَعْلَمَ اللَّهُ مَن يَنصُرُهُ وَرُسُلَهُ بِالْغَيْبِ ۚ إِنَّ اللَّهَ قَوِيٌّ عَزِيزٌ﴾

صدق الله العلي العظيم

سورة الحديد: الآية ٢٥

إقرار المشرف

اشهد ان إعداد هذه الرسالة الموسومة: **"التوزيعُ الحراريُ في تركيبٍ نانويٍ مثار بليزر فيمتوثانية"**، والمقدمة من الطالب **(علي صبيح لفته)** تمت تحت اشرافي في كلية التربية الاساسية/ جامعة ميسان جزءاً من متطلبات نيل درجة الماجستير في العلوم العامة التخصصية.

التوقيع:

الاسم: **عدي علي صبيح**

اللقب العلمي: استاذ مساعد

التاريخ: / /2025

بناءً على التعليمات ارشح الرسالة للمناقشة.

التوقيع:

الاسم: **هاشم حنين كريم**

اللقب العلمي: استاذ

رئيس قسم العلوم العامة

رئيس لجنة الدراسات العليا

التاريخ: / /2025

إقرار لجنة المناقشة

نشهد اننا اعضاء لجنة المناقشة قد اطلعنا على الرسالة الموسومة: **"التوزيع الحراري في تركيب نانوي مثار بليزر فيمتوثانية"**، المقدمة من الطالب **(علي صبيح لفته عطيه)** وقد ناقشنا الطلب في محتوياتها وفيما له علاقة بها بتاريخ (2025/9/8) فوجدناها جديرة بالقبول لنيل درجة الماجستير في العلوم العامة (علوم عامة تخصصية).

التوقيع:

الاسم واللقب العلمي: **أ.د باقر عبيد ثعبان**

التاريخ: / /2025

رئيس اللجنة

التوقيع:

الاسم واللقب العلمي: **أ.م.د سيف محمد حسن**

التاريخ: / /2025

عضو اللجنة

التوقيع:

الاسم واللقب العلمي: : **أ.م.د هديل صالح مهدي**

التاريخ: / /2025

عضو اللجنة

التوقيع:

الاسم واللقب العلمي: : **أ.م.د عدي علي صبيح**

التاريخ: / /2025

عضو اللجنة (المشرف)

صادق مجلس الكلية على قرار اللجنة في جلسته المرقمة ( ) والمنعقدة بتاريخ / /2025.

عميد كلية التربية الاساسية

التوقيع:

الاسم واللقب العلمي: **أ.د غسان كاظم جبر**

التاريخ: / /2025.

الإهداء

إلى صاحبة الفضل الأكبر، إلى من حملتني في طفولتي وأَرشدتني حين بلوغي، إلى السند الحنون الذي لم يمل من إعانتي، والدعاء الذي رافقني بكل خطوات دربي

"أُمي الحبيبة"

إلى خيمة الأمان والمحبة، إلى الشخص الذي شقى لنسعد، إلى ينبوع الأُبوة الحقة

"أَبي العزيز"

إلى من أَشد بهم أَزري، إلى من اهتموا لأَمري ودعموني في جميع مراحل حياتي

"أُخوتي وأُخواتي"

إلى كل من دعمني بكلمة طيبة، إلى كل من ساعدني في إنجاز هذا العمل، إلى من وقف بجانبي وأَلهمني، إلى من أَرى التفاؤل بعينه والسعادة في وجهه

"أصدقائي وأحبائي"

إلى من أَزالوا عني ظلام الجهل وأَضاءوا طريقي بنور العلم، إلى من تعلمت على أَيديهم من بداية مسيرتي العلمية وحتى وصولي لهذه المرحلة بفضلهم

"أَساتذتي الكرام"

علي

شكرٌ وعرفان

الحمد لله الذي بنعمته تتم الصالحات، وبفضله تتيسر العسيرات، الحمد لله عدد ما كان، وعدد ما يكون، وعدد الحركات والسكون، الحمد لله الذي افاض عليَّ من واسع علمه، وأَمدني بعونه وتوفيقه حتى بلغ هذا الجهد منتهاه، فله الحمد حمداً لا يحصى، والشكر له شكرٌ لا يفنى، على ما أَنعم، ووفق، وأَعان. والصلاة والسلام على سيدنا ومولانا أَبي القاسم محمد خير البشر وعلى آله الطيبين الطاهرين وعلى صحبه المنتجبين.

بعد شكري لله يطيب لي أَن أَشكر عمادة كلية التربية الاساسية – جامعة ميسان ورئاسة قسم العلوم العامة وجميع اساتذتي الافاضل لإتاحتهم الفرصة لي لإكمال مسيرتي العلمية.

كما يسعدني أَن اقدم شكري وامتناني لكل من قدم لي العون والمساعدة لإنجاز بحثي هذا بصيغته النهائية، وتحية حب وامتنان تعجز عنها أَبلغ عبارات الشكر والتقدير إلى من الهمني وعلمني ولم يتهاون قط في مساعدتي استاذي الفاضل **أ.م.د. عدي علي صبيح** لإشرافه على اتمام كتابة بحثي من خلال ما قدمه من توجيهات علمية سديدة ومقترحات قيمة التي أغنت البحث.

ولا يفوتني أَن اتقدم بالشكر الجزيل وخالص العرفان لكل من كان عوناً لي في إنجاز هذا البحث من أَصدقائي وزملائي الذين كانوا سنداً ودعماً لي طوال الرحلة العلمية.

وختاماً، اسأل من الله تعالى أَن يوفق كل من مد لي يد العون ووقف بجانبي بكلمة أَو فعل، وأَن يجعل هذا العمل خالصاً لوجهه الكريم، إنه ولي التوفيق.

علي

الخلاصة

في هذا البحث، تم نمذجة ودراسة التوزيع الحراري داخل ثلاث عينات من أَغشية نانوية ذات التركيبة (Al_2O_3(2nm)/FePt-C(x)/MgO(4nm)/Cu(50nm)/Glass substrate(0.9325µ)) والتي تختلف فيما بينها في سمك (x) الطبقة الفيرومغناطيسية (FePt-C(x)) حيث ان (x=5nm, 10nm, 15nm)، وقد تمت اثارة هذه العينات بنبضة ليزر فيمتوثانية. استخدم للنمذجة برنامج المحاكاة الحاسوبية كومسول للفيزياء المتعددة COMSOL Multiphysics (v 6.1). تحاكي هذه العينات وسط التسجيل في محركات الأَقراص الصلبة (HDD) المدعوم بتقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة (Heat Assisted Magnetic Recording (HAMR)). تتكون العينات الثلاث من عدة طبقات نانوية مكدسة فوق بعضها البعض، حيث تمثل طبقة (Al_2O_3) الطبقة السطحية الشفافة والتي تعمل كطبقة حماية لوسط التسجيل، تليها طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية والتي تمثل الطبقة المغناطيسية التي تسجل عليها البيانات الرقمية، بعدها تأتي طبقة (MgO) وهي الطبقة التي تترسب عليها طبقة التسجيل المغناطيسية، تليها طبقة (Cu) وتعمل كمشتت الحراري، واخيراً طبقة الزجاج (Glass) والتي تعمل كركيزة (Substrate) للطبقات النانوية السابقة. اظهرت نتائج المحاكاة ان ذروة درجة حرارة طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية للعينات الثلاث تتناسب عكسياً مع سمك الطبقة (x)، اذ ان العينة ذات السمك الاقل (5nm) للطبقة الفيرومغناطيسية كانت لها ذروة درجة حرارة اعلى والتي كان مقدارها (699K) بينما كانت الذروة للطبقتين الفيرومغناطيسيتين (10nm) و (15nm) الأخريين (670K) و (643K) على التوالي. وبمقارنة هذه الذروات مع درجة الحرارة الحرجة لكوري للمادة (FePt-C) الفيرومغناطيسية البالغة (660K)، يلاحظ ان العينتين (5nm) و (10nm) فقط قد تجاوزتا الدرجة الحرجة. كما وجد ايضاً ان الزمن اللازم للوصول لذروة درجة الحرارة في طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية للعينات الثلاث تعتمد بشكل طردي على سمك العينة، حيث وجد ان ذروة درجة الحرارة في الطبقة الفيرومغناطيسية للعينات الثلاث حدثت خلال الفترات الزمنية (400fs) و(450fs) و (700fs) للأسماك (5nm) و (10nm) و (15nm) على التوالي. اضافة إلى ذلك، تعتمد مدة بقاء طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية في درجة حرارة قريبة من درجة حرارة كوري على سمك هذه الطبقة، حيث انه كلما ازداد سمك الطبقة الفيرومغناطيسية زادت مدة بقاء الطبقة الفيرومغناطيسية عند درجة حرارة قريبة من درجة حرارة كوري. بينما في الطبقات التي تقع تحت طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية وُجد ان طول الفترة الزمنية لوصول طبقتي الترسيب (MgO) والمشتت الحراري (Cu) إلى ذروتيهماَ الحرارية وكذلك قيمة ذروتي درجة حرارتهما تعتمد طردياً على سمك الطبقة.

المحتويات

قائمة الاشكال

قائمة الجداول

قائمة المختصرات

الاختصار	المعنى
GMR	Giant Magneto Resistance
HDD	Hard Disk Drive
HAMR	Heat Assisted Magnetic Recording
IBM	International Business Machines
RAMAC	Random Access Method of Accounting and Control
SSD	Solid State Drive
IC	Integrated Circuit
MFM	Magnetic force microscopy
PMR	Perpendicular Magnetic Recording
LMR	Longitudinal Magnetic Recording
SNR	Signal to Noise Ratio
MAMR	Microwave Assisted Magnetic Recording
AAMR	Acoustic Assisted Magnetic Recording
NFT	Near Field Transducer
LLB	Landau-Lifshitz-Bloch
HDMR	Heated Dot Magnetic Recording
TA	Thermally Activated

STT	Spin Transfer Torque
CW	Continuous Wave
2TM	Two-Temperature Model
3TM	Three-Temperature Model
TBR	Thermal-Boundary Resistance
LL	Landau-Lifshitz
LLG	Landau-Lifshitz-Gilbert
Al_2O_3	Aluminum Oxide
FePt-C	Iron-Platinum-Carbon
MgO	Magnesium Oxide
Cu	Copper
FEM	Finite Element Method
FWHM	Full Width at Half Maximum
ASO	All-Optical Switching

الفصل الاول

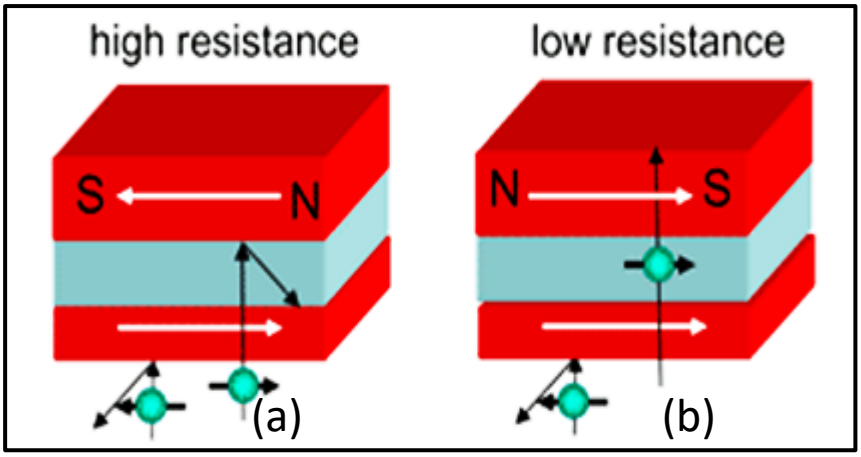
المقدمة والدراسات السابقة

1.1. المقدمة Introduction

في عصر الانترنيت وشبكات التواصل الاجتماعية، أَصبح حجم البيانات الرقمية المتداولة عالمياً ينمو بشكل كبير يوماً بعد يوم، إضافة إلى تقلص حجم أَجهزة تخزين البيانات بشكل مطرد. هذا التقلص المستمر ربما سيجعل الترانزستورات تصل إلى الحجم الذري في يومٍ ما، وعندها ستزداد صعوبة قراءة البيانات وكتابتها في أَجهزة تخزين البيانات بسبب التأثيرات الحرارية والكمية[1، 2]. وفي المستقبل القريب، يُتَوقع أَن ينتهي نمو النبائط القائمة على الشحنات الكهربائية (Charge-Based Devices) كالترانزستورات، وذلك لاستحالة وصولها إلى حجوم أَصغر من الحجم الذري[3]. وبسبب هذه المشاكل، لجأ العلماء إلى تقنية تسمى بتقنية السبنترونكس (Spintronics) أَو السبنترونيات أَو الالكترونيات المغزلية (البرمية)[4، 5].

تعد الشحنة (Charge) والدوران المغزلي أَو البرمي (Spin) من أَهم خصائص الالكترونات، ومع هذا فقد كان التركيز متوجهاً على الشحنة فقط في الالكترونيات التقليدية، وذلك من خلال التعامل مع الشحنات باستخدام المجالات الكهربائية. وبقي الدوران المغزلي مهملاً حتى اكتشاف المقاومة المغناطيسية العملاقة (Giant Magneto-Resistance GMR) عام 1988، حيث تم في السنوات القليلة الماضية استغلال الدوران المغزلي مع الشحنة في العديد من التطبيقات الحديثة[6].

يعد السبنترونكس مجالاً حديثاً نسبياً في عالم الالكترونيات، يركز على الدوران المغزلي للإلكترونات داخل المواد الصلبة. يمكن التحكم في دوران الالكترونات المغزلي، بالإضافة إلى الشحنة، لاستغلالها في تطبيقات محددة إذ إنَّ مقدار الدوران المغزلي يعطي المزيد من الحرية لتحقيق وظائف تقنية جديدة[7]. لقد ولِدَت أَبحاث السبنترونكس بعد اكتشاف GMR في عام 1988[8]. وقد حصل العالم الفرنسي البيرت فير (Albert Fert) والعالم الالماني بيتر غرونبيرغ (Peter Grünberg) مناصفة على جائزة نوبل عام 2007 لأبحاثهم غير المشتركة التي ادت لاكتشافهما GMR في الوقت نفسه[9]. حيث لاحظا اثناء دراستهما لأغشية رقيقة مكونة من طبقتين فيرومغناطيسيتين تفصل بينهما طبقة من مادة غير مغناطيسية وذلك لمنع تفاعل الطبقتين الفيرومغناطيسيتين فيما بينهما الامر الذي يسمح بالتحكم في اتجاه عزومهما المغناطيسية بشكل متوازي او متعاكس، ان مقاومة تيار الالكترونات الذي يمر عبر هذه الطبقات تعتمد على اتجاه الدوران المغزلي لإلكترونات الطبقتين الفيرومغناطيسيتين[10]، وكما هو موضح بالشكل (1-1). وتعد أَجهزة تخزين البيانات المتقدمة مثل محركات الأَقراص الصلبة (Hard Disk Drive HDD) الحديثة إحدى التطبيقات التي تم تطويرها بفضل تقنية السبنترونكس[11، 12].



الشكل (1-1): طبقتين فيرومغناطيسيتين يفصل بينهما طبقة من مادة غير مغناطيسية إذ إنَّ اتجاه الدوران المغزلي للإلكترونات في هاتين الطبقتين: (a) متعاكس، (b) لهما نفس اتجاه الدوران المغزلي[13].

مقارنة بأَجهزة تخزين البيانات القائمة على الشحنة، تتمتع أَجهزة تخزين البيانات القائمة على تقنية السبنترونكس ببعض المزايا مثل الذاكرة غير المتطايرة (Non-Volatile Memory)، والاستهلاك المنخفض للطاقة، والسرعة العالية في قراءة البيانات وكتابتها، ومساحة التخزين الكبيرة[14]. ومن المتوقع ان يعتمد الجيل الجديد من منظومات تخزين البيانات على انظمة مطورة قائمة على تقنية السبنترونكس من خلال التحكم في تيار الدوران المغزلي للإلكترونات دون نقل الشحنة. حيث يولد تيار الدوران المغزلي زخماً زاويا يمكنه تغيير ديناميكيات المغنطة (Magnetization Dynamics) عن طريق امتصاص عزم الدوران ونقله بواسطة غشاء فيرومغناطيسي[15، 16].

في السنوات القليلة الماضية، تم الحصول على تيار دوران مغزلي من خلال تفاعل الدوران المغزلي مع المداري (Spin-Orbit) بواسطة تأثير هول الدوراني (Spin-Hall Effect)[17، 18]، وكذلك بواسطة التدرجات الحرارية عبر تأثير سيبك (Seebeck Effect)[19، 20].

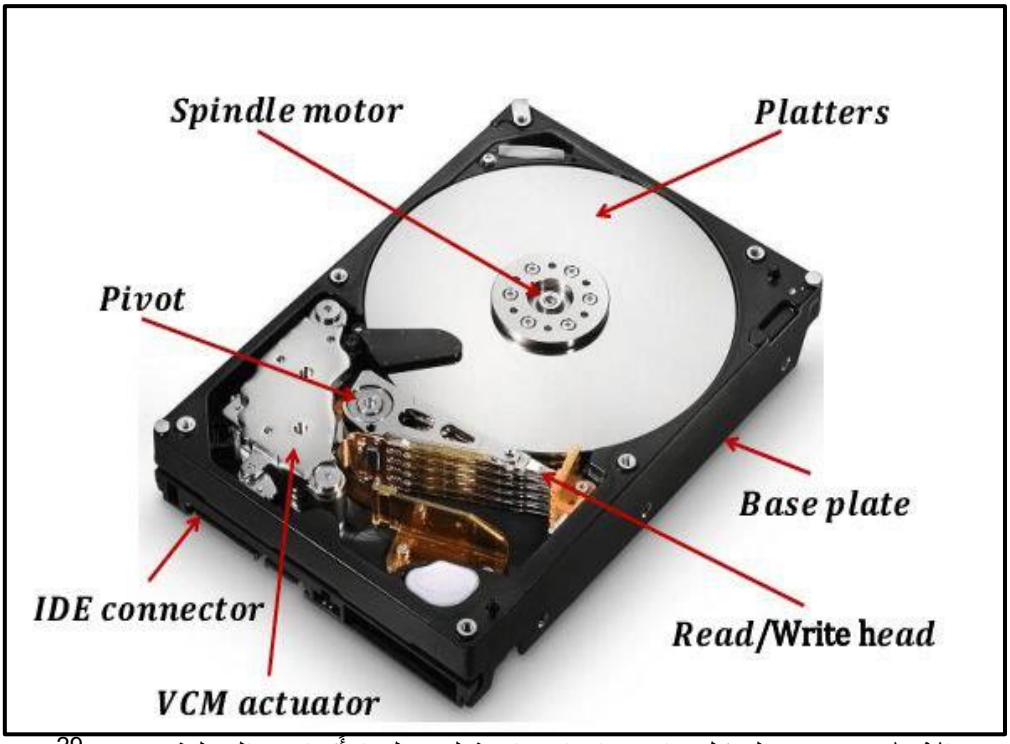
اضافة إلى ما سبق، تعد تقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة HAMR (Heat-Assisted Magnetic Recording) احد التطبيقات التي ممكن ان تستثمر نبضات الليزر فائقة السرعة في تقليل أَو إزالة المغناطيسية مؤقتاً وقلبها عن طريق نقل عزم الدوران المغزلي. حيث مؤخراً تم إدخال تقنية HAMR لتوسيع كثافة التخزين للأقراص الصلبة (HDD)[21].

2.1. تقنيات التسجيل المغناطيسي Magnetic Recording Technologies

بدأت رحلة التسجيل المغناطيسي عام 1898باختراع مسجل الأسلاك المغناطيسية والذي اخترعه المهندس الدنماركي فالديمار بولسين (Valdemar Poulsen)[22]، بعدها شهدت السنوات التالية ثورة وانجازات كبيرة في مجال التخزين المغناطيسي مثل اختراع الشريط المغناطيسي عام 1928، وكذلك اختراع الذاكرة الاسطوانية عام 1923[23]. الا أن الاختراع الأكثر تأثيراً في مجال التسجيل المغناطيسي كان محركات الأقراص الصلبة (HDD) والذي تم تصنيعه أول مرة عام 1956 من قبل شركة IBM، وقد اطلق عليه اسم (IBM 305 RAMAC)[24]. وبالرغم من ان كتلته كانت اكثر من طن وحجمه كان تقريباً بحجم ثلاجتين في ذلك الوقت، الا أن سعه تخزينه كانت اقل من (5MB) وبكثافة مساحية للتخزين مقدارها ($2Kbit/in^2$) فقط[25]. وخلال ست عقود تلت ذلك، زادت كثافة التخزين المساحية لمحركات الأقراص الصلب (HDD) بشكل كبير، حيث وصلت عام 2015 إلى ($1Tbit/in^2$)[26].

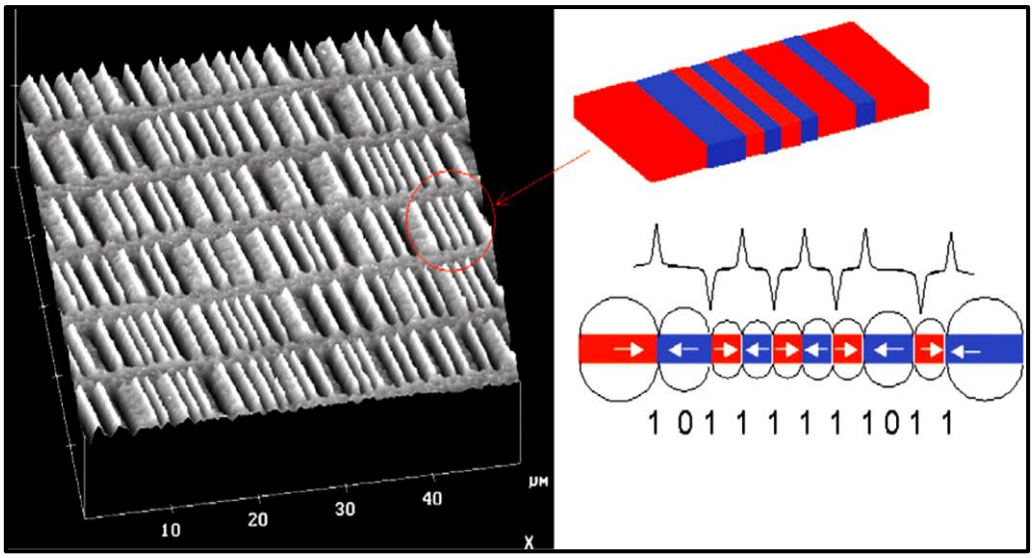
وعلى الرغم من هيمنة وحدات تخزين الحالة الصلبة SSD (Solid State Drive) في الوقت الحاضر، وخصوصاً في أجهزة الكمبيوتر الشخصية، لما تمتلكه من ميزات مثل الاستهلاك المنخفض للطاقة والسرعة العالية في إدخال البيانات واخراجها، الا أنها تمتلك بعض الخصائص السيئة، مثل تكلفة التصنيع العالية، وعدم موثوقية احتفاظها بالبيانات لفترة طويلة مقارنة بالأقراص الصلبة (HDD)، وكذلك صعوبة استرجاع البيانات بعد حدوث تلف لوسيلة التخزين لكون تقنية تخزينها قائمة على استخدام الترانزستورات والدوائر المتكاملة IC (Integrated Circuit)[27].

يعد محرك الأقراص الصلبة (HDD) جهازاً كهروميكانيكياً يتكون من ثلاثة أجزاء رئيسة، كما موضح في الشكل (1-2)، الجزء الأول يمثل القرص الدوار الذي تخزن عليه البيانات مغناطيسياً حيث يمكن ان يحتوي على قرص واحد أو اكثر، اما الجزء الثاني فيمثل الذراع المتحركة التي تحمل رأس القراءة والكتابة حيث يتحرك هذا الجزء فوق القرص الدوار من اجل قراءة أو كتابة البيانات، اما الجزء الثالث فهو الدائرة الالكترونية التي تستخدم للتحكم في جميع اجزاء محرك الأقراص وتوصله مع بقية أجزاء الكمبيوتر[28].



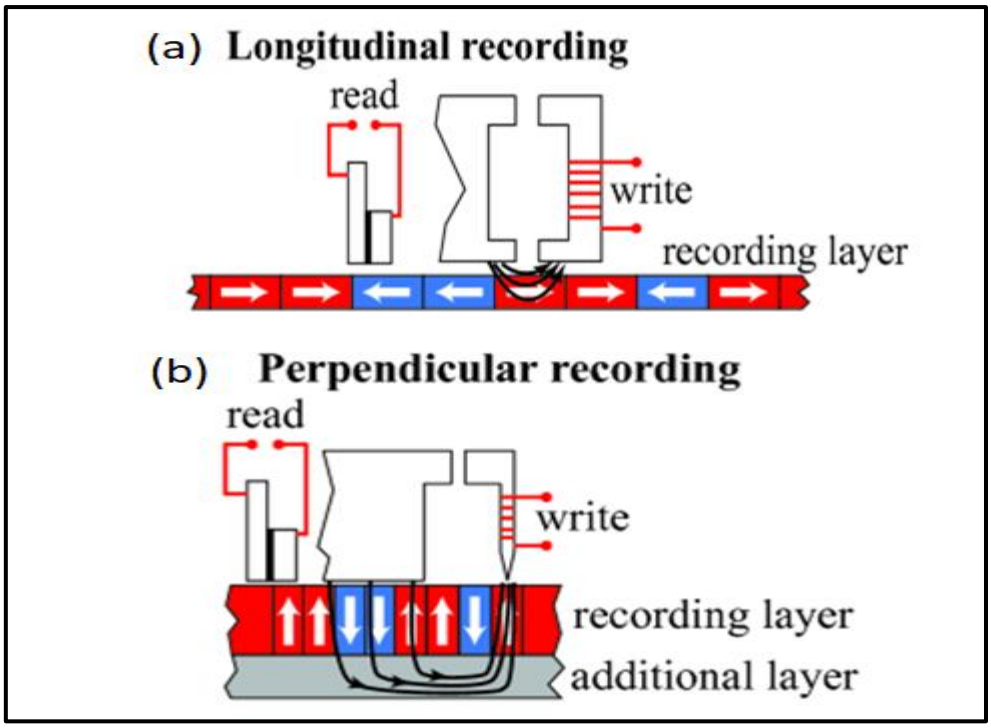
الشكل (1-2): الهيكل والاجزاء الاساسية لمحرك الأقراص الصلبة HDD[29].

يحتوي القرص الدوار على طبقة من مادة فيرومغناطيسية تسمى وسط التسجيل المغناطيسي (Magnetic Recording Medium) تستخدم لتخزين البيانات، تستند بدورها فوق ركيزة، كما موضح في الشكل (1-3). وعند تطبيق مجال مغناطيسي على طبقة وسط التسجيل بواسطة رأس القراءة والكتابة، يقوم المجال المغناطيسي بتغيير اتجاه العزم المغناطيسي في مناطق معينة من هذه الطبقة، حيث سيتم تخزين البيانات بشكل بتات ثنائية (Binary Bits) اي 0 أو 1[30].



الشكل (1-3): صورة لمحرك الأقراص الصلبة مأخوذة بواسطة مجهر القوة المغناطيسية (MFM) توضح توزيع الفيض المغناطيسي على سطح وسط التسجيل حيث تمثل القمم والقعور تغيرات الفيض المغناطيسي والذي ينتج بسبب الانتقالات بين الاقطاب، ان وجود انتقال فهذا يمثل البت "1" اما غياب الانتقال فيمثل البت "0"[30].

شهدت محركات الأقراص الصلبة تطوراً كبيراً في العقدين الماضيين، حيث تبلور هذا التطور في إدخال العديد من التقنيات مثل تقنية التسجيل المغناطيسي العمودي PMR (Perpendicular Magnetic Recording) بدلا من تقنية التسجيل المغناطيسي الطولي LMR (Longitudinal Magnetic Recording) التي كانت سائدة قبل ذلك. ففي عام 2006 أعلنت شركة سيجيت (Seagate) عن إطلاق أول محرك اقراص ثابتة في السوق يعمل بتقنية PMR [31]. لقد أسهم التسجيل المغناطيسي العمودي PMR بزيادة هائلة في الكثافة المساحية للتخزين، اذ وصلت إلى ($1000Gbit/in^2$) بعد أن كانت ($10Gbit/in^2$) فقط بتقنية LMR. حيث تم تغيير طريقة التسجيل المغناطيسي لمغنطة البتات الثنائية من وضع داخل المستوي (In-Plane) (يكون اتجاه المغنطة موازياً لسطح التخزين المغناطيسي باتجاهات جانبية متعاكسة للبتات 0 و 1) إلى وضع خارج المستوي (Out-of-Plane) (يكون اتجاه المغنطة عمودياً على سطح التخزين المغناطيسي للأعلى أو للأسفل بت الاعلى أو إلى الاسفل للبتات 0 و 1) وكما موضح في الشكل (1-4)[32].



الشكل (1-4): طريقة تسجيل البيانات في تقنية التسجيل المغناطيسي: (a) الطولي LMR، (b) العمودي PMR[33].

ومع ذلك، فقد واجه التسجيل المغناطيسي العمودي التقليدي (PMR) معضلة ثلاثية رئيسية، كما موضح في الشكل (1-5)، الأمر الذي حد من زيادة كثافة مساحة التخزين أكثر من ($1Tbit/in^2$)، اذ يجب الموازنة بين ثلاث متطلبات حرجة وهي[34]:

1. الاستقرار الحراري للتخزين (Thermal Stability): عندما يكون حجم الحبيبات المغناطيسية (V) المخزَّن عليها البيانات صغيرًا جدًا، فإن حاجز طاقة التباين المغناطيسي (Anisotropy Energy Barrier, E_B) وهو الحد الأدنى من الطاقة اللازمة لقلب اتجاه العزم المغناطيسي لتلك الحبيبات ينخفض ايضاً. وبذلك تصبح الحبيبات المغناطيسية عرضة للانقلاب العشوائي في اتجاه المغنطة حسب العلاقة:

$$E_B \approx K_u V > 60\, K_B T \qquad (1.1)$$

إذ أنَّ K_B يمثل ثابت بولتزمان، و K_u فيعبر عن ثابت التباين المغناطيسي للمادة (Anisotropy Magnetic Constant)، بينما T فتعبر عن درجة الحرارة بالكلفن. وللحفاظ على الاستقرار الحراري ثابت يجب استخدام مواد ذات تباين مغناطيسي (K_u) عالٍ.

2. نسبة الاشارة إلى الضوضاء SNR (Signal-to-Noise Ratio)، للحصول على SNR عالٍ يجب ان تكون الحبيبات التي يتم مغنطتها صغيرة وكثيرة داخل كل بت:

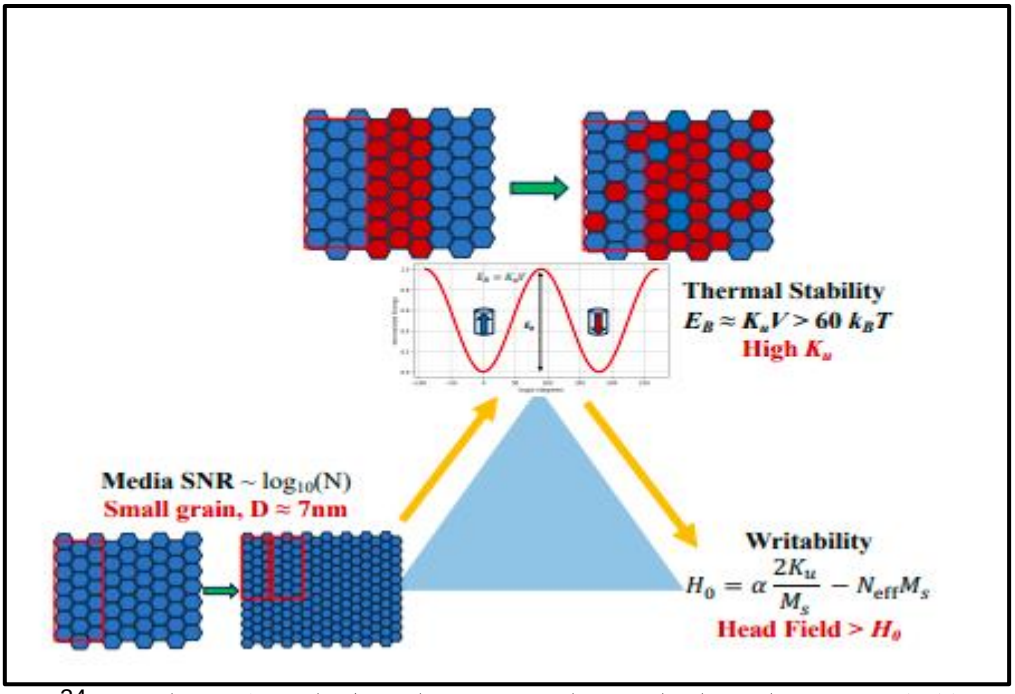
$$SNR \sim \log_{10}(N) \tag{1.2}$$

إذ أنَّ (N) يمثل عدد الحبيبات التي تشكل البت الواحد.

3. قابلية الكتابة على وسط التسجيل (Writability): الكتابة المغناطيسية تتطلب أَن يكون الحقل المغناطيسي الموجود في رأس الكتابة (Head Field) اكبر من المجال المغناطيسي المطلوب لقلب المغنطة (H_0) والذي يعطى من خلال العلاقة:

$$H_0 = \alpha \frac{2K_u}{M_s} - N_{eff} M_s \tag{1.3}$$

إذ أنَّ α هو معامل يعتمد على شكل الحبيبات المغناطيسية وعوامل الهندسة للمادة، اما M_s فيمثل مقدار المغنطة عند التشبع (اقصى قيمة لمغنطة)، بينما N_{eff} فيمثل معامل ازالة المغنطة.



الشكل (1-5): المعضلة الثلاثية التي واجهت التسجيل المغناطيسي العمودي[34].

للتغلب على المعضلة الثلاثية، أُقترحت في السنوات الاخيرة العديد من تقنيات التسجيل الجديدة مثل التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة (Heat-Assisted Magnetic Recording)

أَو ما تسمى بتقنية هامر (HAMR)[35]، وتقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الأشعة الميكروية (Microwave-Assisted Magnetic Recording) أَو ما تسمى بتقنية مآمر (MAMR)[36] وتقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الصوت (Acoustic-Assisted Magnetic Recording) أَو ما تسمى بتقنية آمر (AAMR)[37] .

3.1. تقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة HAMR Technology

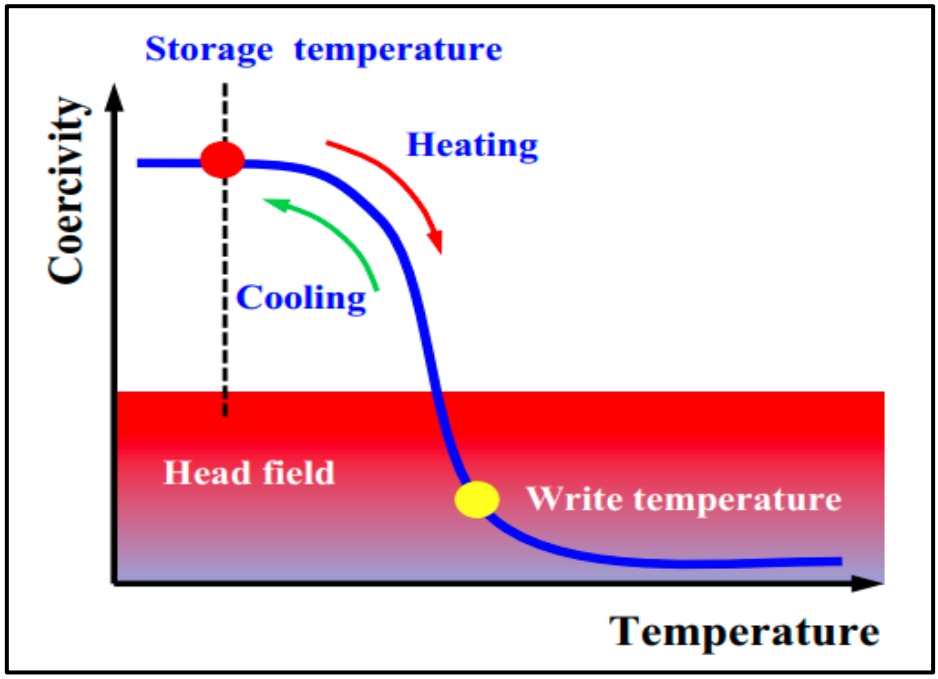
نجحت محركات الأَقراص الصلبة (HDD) في الحفاظ على معدل نمو سريع لكثافة مساحة تخزين البيانات الرقمية، ومع ذلك فإن ما يسمى بالمعضلة الثلاثية المذكورة سابقاً حالت دون استمرار تقدم هذا النمو في كثافة مساحة التخزين. تعد تقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة (HAMR) احدى التقنيات المتقدمة التي تتغلب على هذه المعضلة ولديها القدرة على الاستمرار في زيادة كثافة مساحة التخزين إلى ابعد من ذلك[38].

لزيادة كثافة مساحة التخزين، يجب تصغير حجم حبيبات نطاقات المغنطة (Magnetic Domain Grain Size) التي تسجل عليها البيانات. ولكن توجد هنالك حدود لهذا التصغير، اذ ان تقليل حجم الحبيبات إلى احجام معينة صغيرة جداً سوف يتسبب بانخفاض حاجز طاقة التباين المغناطيسي للمادة (E_B). بدوره يتسبب هذا الانخفاض بالانقلاب العشوائي لمغنطة الحبيبات المغناطيسية بسبب التقلبات الحرارية (Thermal Fluctuations) مما يؤدي إلى حدوث التأثيرات البارامغناطيسية الفائقة (Superparamagnetism)[39].

في تقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة (HAMR)، يتم استخدام مادة مغناطيسية لطبقة التسجيل ذات استقرارية حرارية اكبر من تلك المستخدمة في تقنية PMR. ولتوفير ذلك، يجب أَن تمتلك المادة المستخدمة مجالاً قسرياً مغناطيسياً Magnetic Coercivity (H_C) كبيراً حتى عند الاحجام الصغيرة لحبيبات نطاقات المغنطة التي يجب استخدامها لزيادة الكثافة المساحية لتخزين البيانات. اضافة إلى ذلك، يجب ان تكون قيمة هذا المجال القسري H_C لمادة طبقة التسجيل المغناطيسية كبيرة جداً عند درجة حرارة الغرفة، وذلك لكي يصعب على محولات الطاقة المغناطيسية (Magnetic Transducers) الموجودة في رأس التسجيل تبديل اتجاهاتها المغناطيسية بدون مؤثر خارجي. على سبيل المثال، تمتلك طبقة التسجيل المغناطيسية ذات التركيبة ($L1_0$-FePt) مجال قسري أَكبر من (1.5T) ومن ثم تتطلب مجالاً مغناطيسياً خارجياً لراس القراءة والكتابة يزيد عن (3T) لتبديل اتجاهاتها المغناطيسية، الأَمر الذي يصعب تحقيقه بتقنية التسجيل العمودي PMR والتي توفر رؤوس القراءة والكتابة فيها مجالاً مغناطيسياً لا يزيد مقداره عن (2T) فقط. لتحقيق تسجيل البيانات

على هكذا مواد وبنفس رؤوس القراءة والكتابة المستخدمة في تقنية التسجيل العمودي، يجب رفع درجة حرارة الوسط؛ وذلك لان المجال القسري للمادة ينخفض بشكل حاد عند درجات الحرارة العالية. وعندما تكون درجة الحرارة قريبة من درجة حرارة كوري T_C (Curie temperature) للمادة، فأن قيمة المجال القسري للمادة المغناطيسية تنخفض إلى الصفر تقريباً[40].

في تقنية HAMR، كما موضح في الشكل (1-6)، يتم استخدام ليزر نبضي سريع لتسخين وسط التسجيل مؤقتاً وموضعياً إلى درجة حرارة كوري (T_C) وذلك من اجل تقليل المجال القسري (H_c) لمادة الوسط. بعدها مباشرةً، يتم تسليط مجال مغناطيسي لقلب (Flip) اتجاه مغنطة الحبيبات إلى الاعلى أو الاسفل والتي تمثل 0 أو 1 في النظام الثنائي (Binary System) ثم يبرد الوسط تلقائياً بسرعة بعد زوال التأثير الحراري لنبضة الليزر ليتم حفظ المعلومات بهذه الطريقة[41].

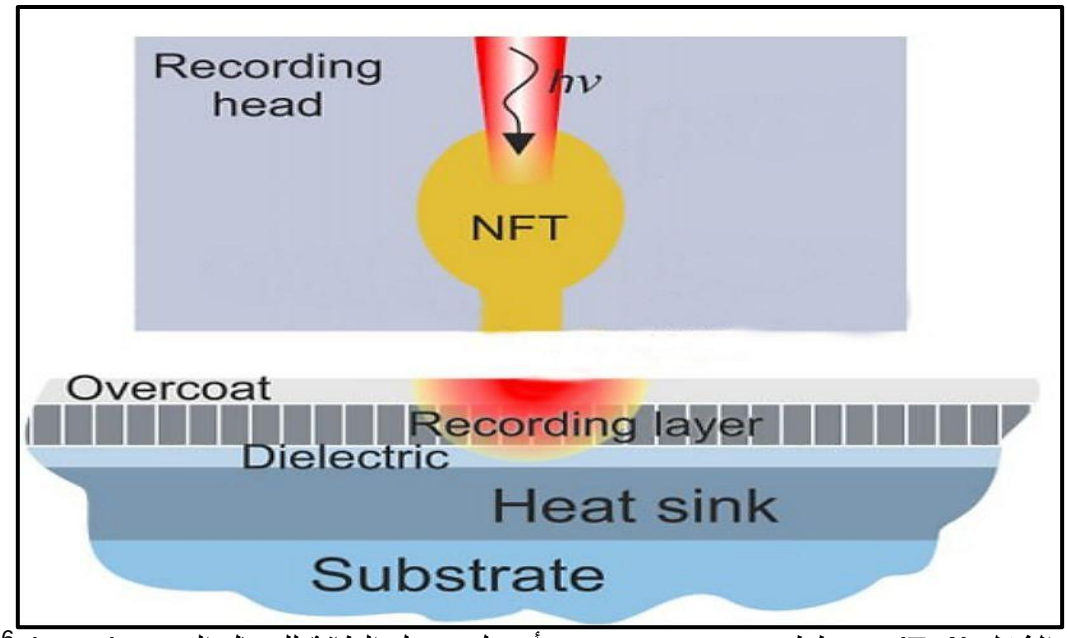


الشكل (1-6): المبدأ الاساسي لتقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة HAMR[42].

للحصول على كثافة مساحية لتخزين البيانات مقدارها ($1Tbit/in^2$)، يتطلب الأمر تسخين وسط التسجيل إلى درجة حرارة كوري ببقعة حرارية ذات قطر يقل عن (50nm). لكن بسبب حد الحيود البصري (Optical Diffraction Limit)، يصعب تحقيق ذلك. فلو أُستخدم شعاع ليزر ذي طول موجي قصير مقداره (λ= 400nm) مع فتحة عددية كبيرة لعدسة تركيز بقعة الليزر مقدارها (NA=2)، فسوف يتم الحصول على بقعة حرارية بقطر (d=100nm) حسب المعادلة التالية[43]:

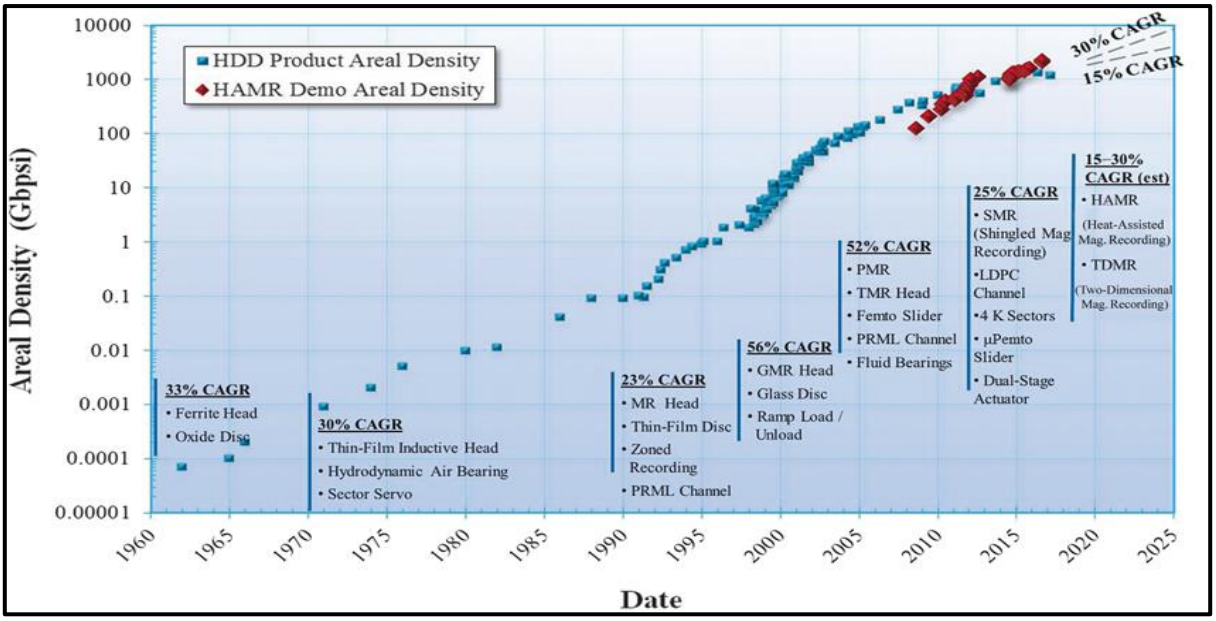
$$d = \frac{0.5\,\lambda}{NA} \tag{1.4}$$

لتركيز الطاقة على بقعة ذات قطر أَصغر من حد الحيود البصري، يجب إدخال تركيب يشبه الهوائي النانوي يعرف بمحول الطاقة للمجال القريب NFT (Near-field Transducer)[44] ، كما موضح في الشكل (1-7). اذ يستخدم NFT للحصول على بقعة تسخين موضعي على طبقة التسجيل يصل قطرها إلى أَصغر من (50nm)، حيث يسلط شعاع الليزر على هيكل NFT لإثارة البلازمونات السطحية (Surface Plasmons)[45].



الشكل (1-7): مخطط توضيحي يوضح مبدأ عمل محول الطاقة للمجال القريب (NFT) [46].

ومع تطور أَجهزة تخزين البيانات بشكل كبير في العقد الماضي خاصة بعد ظهور الحوسبة السحابية، أَصبح الاعتماد بشكل رئيسي على محركات الأَقراص الصلبة (HDD) لدعم النمو المتسارع للبيانات[47]. ويظهر الشكل (1-8) التطور التاريخي لأقراص التخزين المغناطيسية والتي شهدت تطوراً ملحوظاً في السنوات القليلة الماضية حيث ازدادت كثافة تخزينها المساحية بشكل كبير مع ظهور تقنيتي التسجيل المغناطيسي العمودي (PMR) والتسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة (HAMR)[48].



الشكل (1-8): التطور التاريخي لكثافة التخزين المساحية لمحركات الأقراص الصلبة HDD[48].

4.1. الدراسات السابقة Literature Review

أَظهر الباحث أَوشيدا وزملاؤه (K. Uchida et al.) عام 2008 أَنه يمكن توليد تيار دوران مغزلي بواسطة تأثير سيبيك في غشاء فيرمغناطيسي رقيق بسبب تأثير الحرارة والذي تم الكشف عنه بواسطة تقنية كشف تيار الدوران المغزلي المستندة إلى تأثير هول الدوراني (Spin-Hall Effect)[49].

وفي عام 2009، استخدم تشالنر وزملاؤه (W. Challener et al.) ليزر أَشباه الموصلات بطول موجي مقداره (830nm) لتسخين منطقة موضعياً بقطر (70nm) لدرجة حرارة أَعلى من درجة حرارة كوري (T_C) وتسجيل بيانات على هذه المنطقة[50].

أَما الباحثان زهو و لي (J. Zhu & H. Li)، فقد قاما في عام 2013 بنمذجة ميكرومغناطيسية لطرق تسجيل البيانات بتقنية HAMR من خلال معادلة لانداو- ليفشيتز- بلوخ LLB (Landau-Lifshitz-Bloch)، حيث أظهرت نتائجهم أن نسبة الإشارة إلى الضوضاء (SNR) تتأثر بشكل كبير بشدة المجال المغناطيسي، خاصة في الوسائط ذات الحبوب الصغيرة، حيث يؤدي المجال المنخفض إلى تسجيل غير مشبع (اي ان الحبيبات لم تصل الى حالة المغنطة القصوى)، بينما يؤدي المجال العالي إلى توسع الانتقالات المغناطيسية بعد عملية الكتابة. كما وجد الباحثان أن الانحدار

الحراري العالي يمكن أن يقلل من هذا التوسع، مما يسمح باستخدام حقول عالية وضمان تسجيل كامل للحبوب الصغيرة. واستنتجت الدراسة أن الأداء الأمثل لنسبة الإشارة إلى الضوضاء عند الحبوب الصغيرة يعتمد بشكل رئيسي على إمكانية تحقيق انحدار حراري كافٍ في الوسائط.[51]

وقام الباحث سيكي وزملاؤه (T. Seki et al.) في عام 2015 بالتحقق من وجود تيار دوران مغزلي (Spin Current) في عينات من سبائك FePt من خلال استخدام تأثير سيبيك الدوراني (Spin Seebeck Effect)، حيث تم تطبيق تدرج حراري على العينات لتوليد تيار دوران مغزلي، والذي تم قياسه من خلال تأثير هول الدوراني العكسي (Inverse Spin Hall Effect)، ومن ثم تحويله إلى تيار كهربائي[52].

وفي العام نفسه، تم دراسة البنية الدقيقة والخواص المغناطيسية لأغشية FePt-C ذات اسماك مختلف تراوحت بين (2-12nm) من قبل الباحث باندي وزملاؤه (H. Pandey et al.) حيث حصلوا على بنية تركيبية دقيقة ممتازة للأغشية التي يبلغ سمكها (8nm) أو أكثر، بينما تظهر الحبوب ذات أشكال عشوائية في الأغشية الأقل من (6nm)، ما يؤدي إلى تدهور الخصائص المغناطيسية نتيجة ضعف ترتيب $L1_0$. اما خلال مرحلتي التشكل ونمو الحبوب، لا يتغير حجم الحبوب كثيرًا مع زيادة السمك، لكن تظهر ظاهرة التكتل وتغير نسبة الأبعاد للحبوب في الأغشية التي يبلغ سمكها (8nm) أو أكثر. وقد تم الوصول إلى أصغر حجم للحبوب يبلغ (6.2nm) بنسبة أبعاد (1.9) مع مجال قسري عمودي كبير يصل إلى (3.9T) للأغشية التي يبلغ سمكها حوالي (12nm).[53]

كما تحقق الباحثون شيروياما وزملاؤه (T. Shiroyama et al.) عام 2016 من تأثير إضافة طبقة MgO على نمو حبيبات FePt في طبقة FePt-C، حيث قاموا من خلال طريقة الترسيب المتناوب (Alternating Sputtering) بترسيب FePt-C على طبقة MgO من أجل تحسين التركيب النانوي لطبقة FePt-C، حيث أُجريت تحليلات ميكروسكوبية مفصلة بواسطة المجهر الإلكتروني النافذ (TEM) من منظور علوي وقصي لأسماك مختلفة من الأغشية. أظهرت النتائج أن نمو حبوب FePt العمودية يحدث فقط عند تحقيق شروط ترسيب مثالية لطبقة MgO السفلية. كما كشفت التحليلات المباشرة لعملية النمو أن كثافة النوى الأولية تكون كافية في المرحلة الابتدائية للترسيب، إلا أن تكتل الحبوب (grain coarsening) بعد التصادم بين الحبوب يؤدي إلى انخفاض ملحوظ في كثافة حبوب FePt.[54]

وفي عام 2018، اثبت الباحث هونو وزملاؤه (K. Hono et al.) ان المواد عالية التباين المغناطيسي مثل FePt-C توفر كثافة مساحية بحدود ($2Tbit/in^2$) مع إمكانية تطويرها

للوصول إلى ($4\text{-}5\ Tbit/in^2$). كما بينوا أنه يمكن استخدام هذه المواد مع تقنية التسجيل المغناطيسي بالنقاط الساخنة HDMR (Heated Dot Magnetic Recording) المستقبلية لتحقيق كثافة مساحية بحدود ($10Tbit/in^2$) تقريباً[55].

أما الباحث مانفريدي وزملاؤه (G. Manfredi et al.) فقد بينوا بدراسة اجروها عام 2018 امكانية توليد تيار دوران مغزلي في غشاء فيرومغناطيسي من خلال تطبيق نبضة ليزر فيمتوثانية في نطاق الأشعة المرئية. حيث تم إثبات أَنَّ تيار الدوران المغزلي للإلكترونات ناتج عن حركة الإلكترونات البالستية (حركة الإلكترونات عبر موصل او مادة دون ان تخضع لأي عملية تشتت أَو تبعثر خلال مسارها) ذهاباً واياباً عبر الغشاء[56].

وأَجرى الباحث وانغ وزملاؤه (J. Wang et al.) عام 2019 دراسة على أَغشية FePt-C المترسبة على طبقة MgO للتحقق من تأثير الكاربون على الخواص الهيكلية والمغناطيسية لهذه الاغشية. وقد اظهرت النتائج قدرة الكاربون على تقليل حجم حبيبات FePt إلى حوالي (5.8nm)، لكن زيادة الكاربون يؤدي إلى تدهور تركيب هذه الاغشية [57].

وفي عام 2023، قام الباحثان تشين وفيكتورا (Y. Chen & R. H. Victora) بأجراء محاكاة لفحص استخدام الليزر النبضي بدلاً من الليزر المستمر في تسجيل البيانات بتقنية HAMR. وقد اظهرت نتائجهما تدرجات حرارية واداء تسجيل محسنة عند مزامنة المجال المغناطيسي ونبضات الليزر، كذلك قلل الليزر النبضي من محو المسارات المجاورة كما يحدث بالليزر المستمر[58].

اما في عام 2025، فقد قدم الباحث ايزوغامي وزملاؤه (S. Isogami et al.) نهجاً متقدماً لتسجيل البيانات والتي تعتمد على تصميم وسط تسجيل مغناطيسي من خلال تكديس طبقة FePt فوق طبقة MnPt، حيث يتم اثارة وسط التسجيل بصرياً بواسطة ليزر الفيمتوثانية. يعتمد هذا التصميم على آليتين، الأَولى من خلال التبديل المغناطيسي المنشط حرارياً TA (Thermally Activated) والثانية من خلال نقل عزم الدوران المغزلي STT (Spin-Transfer-Torque). اظهرت النتائج ان دمج هاتين الآليتين يحقق استهلاك طاقة ليزر اقل لغرض تسجيل البيانات[59].

5.1. أَهداف البحث Research Aims

1. نمذجة عينات مكونة من عدة طبقات نانوية مكدسة فوق بعضها ذات المكونات (Al_2O_3/FePt-C(x)/MgO/Cu/Glass substrate) والتي يتم اثارتها بواسطة نبضة ليزر فائقة السرعة في نطاق الفيمتوثانية من أَجل دراسة التوزيع الحراري فيها، حيث تحاكي هذه العينة وسط التسجيل في محركات الأَقراص الصلبة (HDD) المدعوم بتقنية HAMR. يتم ذلك من خلال محاكاة لعملية الإثارة الليزرية وتوغل الحرارة داخل طبقات العينة، وذلك باستخدام برنامج كومسول للفيزياء المتعددة COMSOL Multiphysics (v 6.1).
2. يكمن الغرض من البحث الحالي في كيفية ايصال المادة الفيرومغناطيسية إلى درجة حرارة كوري أَو أَعلى منها، وايضاً في معرفة المدة الزمنية المطلوبة للوصول لهذه الدرجة الحرجة، ومن ثم ايجاد مدة بقاء المادة الفيرومغناطيسية عند حدود تلك الدرجة، إضافة إلى إيجاد زمن التبريد التلقائي للعينة بعد زوال التأثير الحراري لنبضة الليزر. كما سيتم بحث قياس السمك المناسب (x) لطبقة FePt-C(x) الفيرومغناطيسية لتلبية المتطلبات العملية والصناعية، حيث سيتم اجراء عمليات نمذجة لثلاث عينات ذات أسماك مختلفة لطبقة FePt-C الفيرومغناطيسية.

الفصل الثاني

الخلفية النظرية

1.2. المقدمة Introduction

في هذا الفصل، سيتم تقديم الأُسس النظرية والتفسيرات العلمية المتعلقة بهذه الدراسة، ابتداءً من تفسير الصفة المغناطيسية في المواد، ثم بعد ذلك سيتم التعرف على نبضات الليزر فائقة السرعة والتي تكون ضمن نطاق الفيمتوثانية والتي يمكن تسليطها على العينات النانوية لتعمل على تقليل أَو إزالة المغناطيسية فيها بسرعة فائقة ، كما سيتم مناقشة نماذج تطور الحرارة في هكذا عينات. واخيراً سيتم طرح الأَسس المتعلقة بديناميكيات المغنطة، ومعرفة المعادلات المتعلقة بكيفية قلب اتجاه العزم المغناطيسي في درجات حرارة عالية نسبياً.

2.2. أَصل المغناطيسية في الذرة The Origin of Magnetism in the Atom

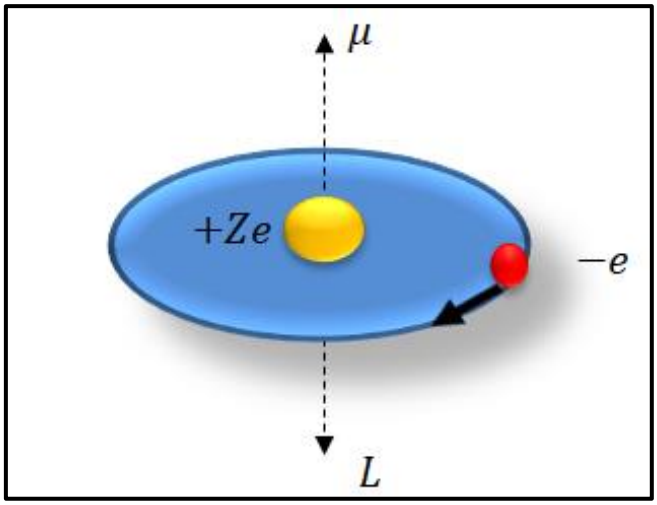
ينشأ العزم المغناطيسي في الذرة من مساهمتين، الأَولى تنتج من خلال دوران الالكترون مدارياً حول النواة، والثانية تنتج بسبب الدوران المغزلي للإلكترون. وحسب نموذج بور الذري، يمكن تصور العزم المغناطيسي الناشئ في الذرة، حيث يدور الالكترون بمدار شبه دائري حول النواة، كما في الشكل (2-1). فاذا كانت سرعة الالكترون v فأن مدة دورانه حول النواة يمكن حسابها من العلاقة[60]:

$$\tau = \frac{2\pi r}{v}, \qquad (2.1)$$

حيث ان r نصف قطر المدار.

ويعطى التيار المكافئ I الناتج عن دوران الالكترون بواسطة العلاقة الاتية:

$$I = -\frac{e}{\tau}, \qquad (2.2)$$



الشكل (2-1): النموذج الذري لبور، حيث تدور الالكترونات السالبة (e) بشكل دائري حول النواة الموجبة (Z) لينتج عزماً مغناطيسياً μ معاكساً للزخم الزاوي L بسبب شحنته السالبة.

العزم المغناطيسي μ الناشئ من حلقة مغلقة مساحتها A ينساب بها تيار كهربائي I يساوي[61]:

$$\mu = IA, \tag{2.3}$$

يمتلك الالكترون زخماً زاوياً يعطى بالعلاقة:

$$\vec{\mathrm{L}} = m_e \vec{r} \times \vec{v}, \tag{2.4}$$

إذ إنَّ m_e تمثل كتلة الالكترون. ويمكن كتابة العزم المغناطيسي الناشئ من حركة الالكترون حول الذرة بدلالة الزخم الزاوي من العلاقة:

$$\mu = -\frac{e}{2m_e} L\,, \tag{2.5}$$

حسب ميكانيكا الكم، يكمم الزخم الزاوي المداري للإلكترون Orbital Angular Momentum (L) من خلال ثابت بلانك المخفض ($\hbar$). ويعطى (L) بالعلاقة الاتية والتي يمكن الحصول عليها عند حل معادلة شرودنجر لذرة الهيدروجين[62]:

$$L = \sqrt{l(l+1)}\,\hbar\,, \qquad L_z = m_l \hbar, \tag{2.6}$$

إذ إنَّ (l) يمثل عدد الكم الثانوي أَو المداري، و(L_z) يمثل الزخم الزاوي المداري على المحور z، اما (m_l) فهو عدد الكم المغناطيسي المداري، ويأخذ القيم $(m_l$=0, ±1, ±2, …). في هذه الحالة، يكون اتجاه العزم المغناطيسي على محور التكميم z- direction (μ_z) والذي يمكن حساب قيمته من خلال اعادة صياغة المعادلة (2.5) بالشكل[63]:

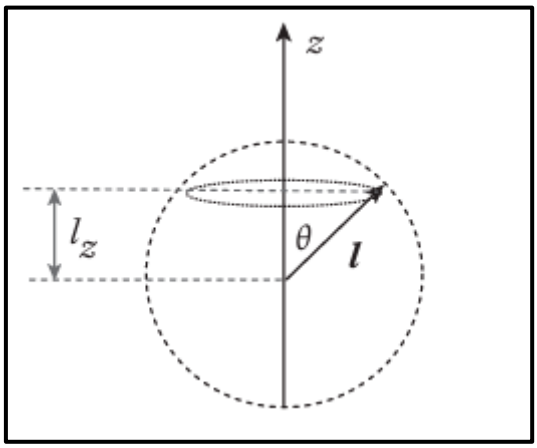
$$\mu_z = -\frac{e}{2m_e} m_l \hbar, \tag{2.7}$$

يطلق على المقدار $(e\hbar/2m_e)$ مغنيطون (مغنطون) بور (Bohr Magneton) وهو الوحدة الأَولية لقياس العزم المغناطيسي المداري في الذرة، ويرمز له بالرمز (μ_B) وله قيمة مقدارها[64] $9.274 \times 10^{-24} \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{T}}$. ويمكن اعادة صياغة المعادلة (2.7) بالشكل:

$$\mu_z = -\mu_B m_l, \tag{2.8}$$

وعلى غرار طاقة ونصف قطر مدار الالكترون في ميكانيكا الكم، يعد الزخم الزاوي المداري مكمماً ايضاً، ويعني هذا أَن الزاوية θ بين الزخم الزاوي المداري والمحور z، الموضحة في الشكل (2-2)، ليست عشوائية بل أَنهَّا تأخذ قيماً محددة يمكن حسابها من خلال العلاقة[65]:

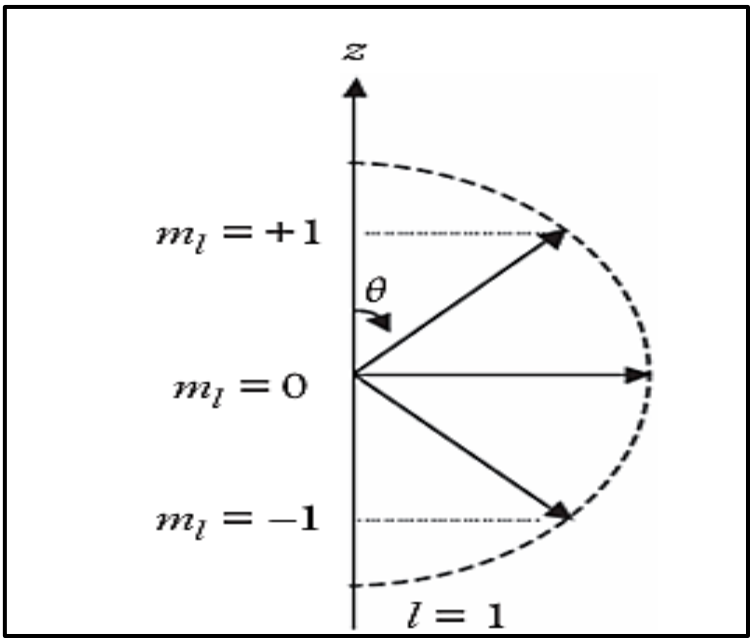
$$\theta = cos^{-1} \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}, \tag{2.9}$$



الشكل (2.2): تغيير اتجاه الزخم الزاوي المداري.

ويحدد (l) حجم المدار الذي يدور فيه الالكترون، وكذلك يمكن من خلاله معرفة اتجاه الزخم الزاوي المداري. فعلى سبيل المثال، لو كانت قيمة $(l = 1)$، من خلال المعادلة (2.6) نحصل على القيمة $(L = \sqrt{2}\hbar)$. إضافة إلى ذلك، فان عدد الكم المغناطيسي (m_l) سيأخذ ثلاث قيم هي

$(m_l = 0, \pm 1)$، ومن ثم ستأخذ مركبة الزخم الزاوي على المحور z ثلاث اتجاهات وهي $(L_z = \hbar,\ 0, -\hbar)$، وبزوايا معينة تقع بين L والمحور z يمكن تحديدها بشكل دقيق من خلال المعادلة (2.9) وهي $(\theta = 45°, 90°, 135°)$، كما موضح بالشكل (3-2).



الشكل (3-2): توضح لتكميم الزخم الزاوي المداري للإلكترون، إذ تمتلك مركبته باتجاه z قيم معينة مستحصلة بدلالة عدد الكم المغناطيسي المداري (m_l).

إضافة إلى الحركة المدارية، يمتلك الالكترون حركة أَخرى تعرف بالحركة المغزلية (البرمية) أَو الدوران المغزلي أَو برم الإلكترون (Electron Spin). اذ يمكن تصور الالكترون كلاسيكياً بأنه جسيم يدور حول نفسه دوراناً مغزلياً. ولكونه جسيم مشحون، لذا ينتج الالكترون من دورانه حول نفسه، اضافة إلى العزم المغناطيسي المداري، عزماً مغناطيسياً آخر يدعى بالعزم المغناطيسي المغزلي (Spin Magnetic Moment). وبنفس الطريقة السابقة، يحسب هذا العزم المغناطيسي المغزلي (μ_s) من خلال العلاقة[66]:

$$\mu_s = -g_s \frac{e}{2m_e} S, \qquad (2.10)$$

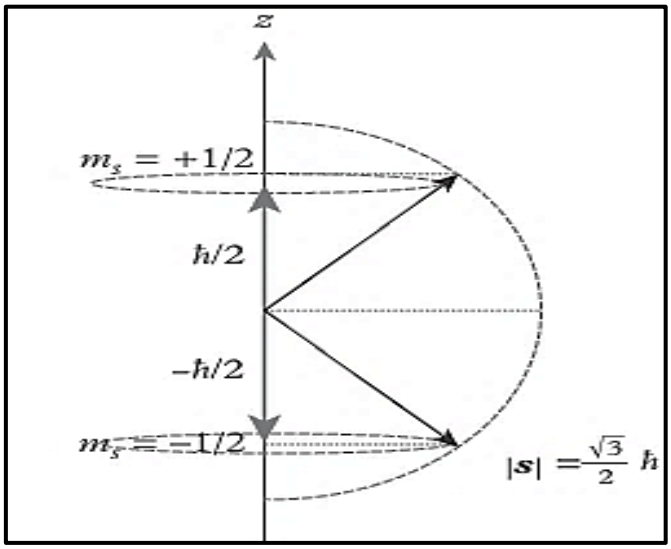
$$\mu_z = -g_s \mu_B m_s\ , \quad m_s = \pm 1/2, \qquad (2.11)$$

إذ إنَّ (g_s) يمثل المعامل المغناطيسي الدوراني (gyromagnetic factor) أو معامل g لاندي (Landé g-factor)، أو ما يسمى اختصارا بالمعامل g (g-factor)، ويأخذ القيمة التقريبية $g_s \approx 2$ للالكترون. أما (S) فيمثل الزخم الزاوي المغزلي (spin angular momentum) والذي يمكن بعدد كمي مغزلي (m_s) ان يأخذ قيمتين تساويان نصف عدد صحيح $S = \pm \hbar/2$ ، أي أن هناك حالتان ذاتيتان (Eigenstates) للف المغزلي الأولى ($\frac{1}{2}$) يطلق عليها باللف المغزلي العلوي (spin up ↑) ويطلق على القيمة الاخرى ($-\frac{1}{2}$) باللف المغزلي السفلي (spin down ↓)[67].

وبالمثل، يعطى الزخم الزاوي المغزلي S ايضاً من المعادلة العامة للزخم الزاوي المداري[68]:

$$S = \sqrt{s(s+1)}\,\hbar \qquad , \qquad S_z = m_s\hbar = (\pm 1/2)\,\hbar \tag{2.12}$$

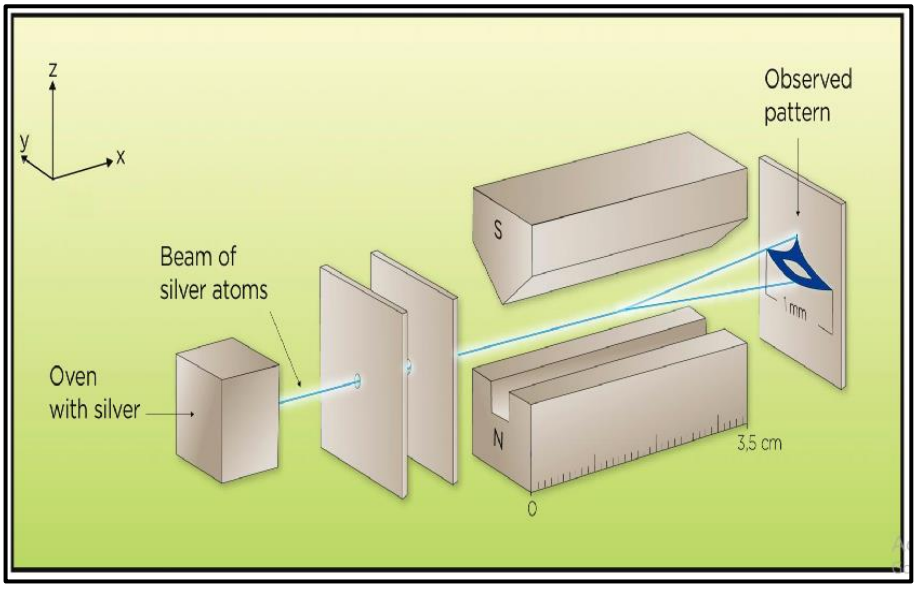
يظهر في الشكل (2-4) أن الزخم الزاوي المغزلي للإلكترون يخضع أيضاً لقوانين ميكانيكا الكم، إذ إنَّ قيمته تكون مكممه.



الشكل (2-4): توضح لتكميم الزخم الزاوي المغزلي للإلكترون، حيث تمتلك مركبته باتجاه z قيم معينة مستحصلة بدلالة عدد الكم المغناطيسي المغزلي (m_s).

لقد تم اثبات ذلك عملياً من خلال تجربة أجراها عالمان المانيان عام 1922، سميت بتجربة شتيرن- غيرلاخ (Stern–Gerlach) نسبة لهما. في هذه التجربة، يتم إمرار إشعاع من ذرات

الفضة داخل مجال مغناطيسي غير منتظم، وعند مرور هذه الذرات فأنهَّا سوف تتأثر بالمجال المغناطيسي، وعندما تسقط على شاشة تتحسس هذه الذرات، يلاحظ أنَّ الذرات تنحرف نحو اتجاهين، اما إلى الأعلى أو إلى الاسفل، وكما موضح في الشكل (2-5)[69].



الشكل (2-5): مخطط لتجربة استخدمها شتيرن- غيرلاخ والتي استخدمت لإثبات ان الزخم الزاوي المغزلي مكمم[70].

يمكن إيجاد العزم المغناطيسي الكلي الناتج من العزم المغناطيسي المداري (المعادلة 2.8) والعزم المغناطيسي المغزلي (المعادلة 2.11) من خلال[71]:

$$\mu = -\mu_B(L + g_s S). \qquad (2.12)$$

3.2. المغناطيسية في المواد Magnetism in Materials

تعرف المغنطة M (Magnetization) على أنهَّا كثافة العزوم المغناطيسية الثابتة أو المحتثة في المادة المغناطيسية. وعندما يتم تطبيق مجال مغناطيسي خارجي (H) على المادة، فأن المغنطة تعطى بالمعادلة:

$$M = \chi H, \qquad (2.13)$$

إذ إنَّ (χ) تمثل القابلية المغناطيسية (Magnetic Susceptibility)، وهي مدى استجابة المادة المغناطيسية للمجال المغناطيسي الخارجي المطبق عليها[72]. وعلى أساس هذه الاستجابة وبناءاً على مقدار مغنطتها، يمكن تصنيف الخواص المغناطيسية في المواد ضمن الاقسام الاتية:

- الخاصية الدايامغناطيسية (Diamagnetism): هذه الصفة موجودة في المواد ذات اغلفة تكافؤ مشبعة بالإلكترونات، مثل النحاس Cu والذهب Au. فعند تطبيق مجال مغناطيسي خارجي على مثل هكذا مواد، يحدث اختلاف في حركة الالكترونات المدارية ومن ثم سيتولد تيار صغير جداً داخل الذرة، والذي بدوره سينتج عزماً مغناطيسياً، يمكن حسابه من المعادلة (2.3) المذكورة انفاً. وحسب قانون لنز (Lenz Law) يكون اتجاه هذا العزم المغناطيسي معاكساً لاتجاه المجال المغناطيسي الخارجي، لذا فأن هذه المواد تظهر تنافراً ضعيفاً للمجال المغناطيسي الخارجي. القابلية المغناطيسية للمواد الدايامغناطيسية تكون سالبة ($\chi < 0$)[73].
- الخاصية البارامغناطيسية (Paramagnetism): على عكس المواد الدايامغناطيسية، فإن المواد البارامغناطيسية، مثل الالمنيوم Al والبلاتين Pt، تنجذب تجاذباً ضعيفاً للمجال المغناطيسي الخارجي. وتنشأ هذه الصفة بسبب وجود الكترونات غير مزدوجة في المستويات الذرية، أي أنَّ صافي العزوم المغناطيسية لها ليس صفرياً، حيث تترتب هذه العزوم بشكل عشوائي عند عدم وجود مجال مغناطيسي خارجي. اما عند وضع مثل هذه المواد في مجال مغناطيسي خارجي، فان هذه العزوم ستترتب باتجاه واحد، لذا فهي تنجذب تجاذباً ضعيفاً للمجال المغناطيسي الخارجي. القابلية المغناطيسية للمواد البارامغناطيسية تكون موجبة ($\chi > 0$)، وتنخفض كلما ارتفعت درجة الحرارة حسب قانون كوري(Curie Law)[74]:

$$\chi = \frac{C}{T}, \qquad (2.14)$$

حيث ان: C هو ثابت كوري، T درجة الحرارة.

- الخاصية الفيرومغناطيسية (Ferromagnetic): ينتج عن المواد الفيرومغناطيسية، مثل النيكل Ni والحديد Fe، عزماً مغناطيسياً تلقائياً حتى عند عدم وجودها داخل مجال مغناطيسي. ففي هذه المواد، تميل الالكترونات ذات الدوران المغزلي غير المزدوج إلى المحاذاة مع بعضها البعض بشكل متوازي لتشكيل مناطق مغناطيسية يكون فيها العزم المغناطيسي للدوران المغزلي لجميع الالكترونات في المنطقة الواحدة باتجاه واحد، يطلق عليها اسم النطاقات المغناطيسية (Magnetic Domains)، حيث تتكون المواد الفيرومغناطيسية من عدد كبير من هذه

المناطق. وعلى الرغم من قوة المغنطة الموجودة في كل منطقة على حدة، الا ان التوزيع العشوائي لهذه المناطق داخل المادة الفيرومغناطيسية يجعل التأثير المغناطيسي الكلي معدوماً. ويحدث هذا لان مغنطة هذه المناطق ذات الاتجاهات العشوائية تلغي بعضها البعض، مما يودي إلى صافي مغنطة صفري. تمتلك المواد الفيرومغناطيسية قابلية مغناطيسية موجبة لكنها كبيرة جداً مقارنة بالمواد البارامغناطيسية[75، 76].

4.2. نظرية المجال الجزيئي Molecular Field Theory

في عام 1907 اقترح بيير فايس (Pierre Weiss) أنه إضافة إلى المجال المسلط خارجياً H في المواد الفيرومغناطيسية والبارامغناطيسية، يوجد هناك مجال جزيئي داخلي ينشأ من التفاعلات بين العزوم المغناطيسية داخل المادة[77، 78]. لذلك فان المجال الكلي للمادة الفيرومغناطيسية (H_{tot}) يمكن حسابه من العلاقة:

$$H_{tot} = H + H_w, \qquad (2.15)$$

إذ إنَّ H_w يمثل مجال فايس أو المجال الداخلي الجزيئي، والذي يتناسب مقداره طردياً مع شدة المغنطة M. ويمكن حسابه من العلاقة:

$$H_w = \gamma M, \qquad (2.16)$$

إذ إنَّ الثابت γ يمثل ثابت المجال الجزيئي. ومن ثم فإن المجال الكلي للمادة الفيرومغناطيسية (H_{tot}) سيصبح:

$$H_{tot} = H + \gamma M, \qquad (2.16)$$

من خلال المعادلة (2.13)، وقانون كوري للبارامغناطيسية (2.14):

$$\chi = \frac{M}{H_{tot}} = \frac{C}{T}, \qquad (2.17)$$

وباستبدال H_{tot} بما يكافئها من المعادلة (2.16):

$$\frac{M}{H+\gamma M} = \frac{C}{T}, \qquad (2.18)$$

ومنها تكون المغنطة:

$$M = \frac{CH}{T - C\gamma}, \tag{2.19}$$

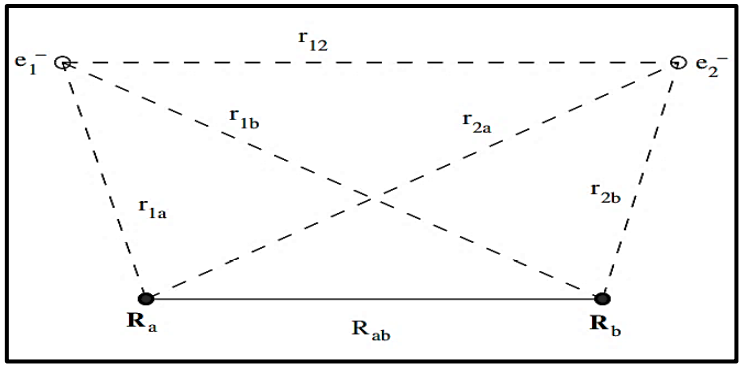
ومن ثم يمكن حساب القابلية المغناطيسية من العلاقة:

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}. \tag{2.20}$$

هذه العلاقة تسمى بقانون كوري- فايس (Cure-Weiss) تصف سلوك المواد الفيرومغناطيسية فوق درجة حرارة حرجة تسمى درجة حرارة كوري (T_c) إذ إنَّ $T_c = C\gamma$، إذ تتحول المادة الفيرومغناطيسية إلى مادة بارامغناطيسية. اما اذا كانت درجة الحرارة اقل من درجة حرارة كوري (T_c)، فأن المادة الفيرومغناطيسية تحتفظ بالمجال الجزيئي الداخلي[79، 80].

5.2. طاقة التبادل Exchange Energy

قام العالم الالماني فيرنر هايزينبيرغ (Werner Heisenberg) في عام 1928 بوصف مصدر المجال الجزيئي للمواد الفيرومغناطيسية كمياً من خلال علاقة تفاعل التبادل بصيغة تسمى هاملتونيان هايزينبيرغ (Heisenberg Hamiltonian) [80]. حيث بين إن الخاصية الفيرومغناطيسية لا تحدث بسبب الحركة المدارية أو الزخم الزاوي المداري للإلكترونات، لكنها تحدث اساساً بسبب الدوران المغزلي لهذه الالكترونات، اي عندما تحدث تفاعلات بين الدوران المغزلي للإلكترونات، أو ما تدعى بتفاعلات spin-spin. اما نموذج هيتلر-لندن (Heitler-London)[81] لجزيء الهيدروجين فيمكن من خلاله فهم التفاعل التبادلي، وفقاً لمبدأ الاستبعاد لباولي (Pauli Exclusion) حيث لا يمكن لاثنين أو أكثر من الفرميونات ان يمتلكوا نفس الحالة الكمية (نفس جميع الاعداد الكمية) في وقت واحد[82]. يفسر هذا النموذج كيفية تشكل جزيئة الهيدروجين من ذرتي هيدروجين مرتبطين معاً برابطة تساهمية إذ إنَّ r_{ab} هو البعد بين نواة الذرة الأولى ونواة الذرة الثانية، و r_{12} هو البعد بين الكترون الذرة الأولى والكترون الذرة الثانية، و r_{b1} هو البعد بين نواة الذرة الثانية والكترون الذرة الأولى، و r_{a2} هو البعد بين نواة الذرة الأولى والكترون الذرة الثانية.، وكما موضح بالشكل (2-6).



الشكل (2-6): مخطط يوضح نموذج هيتلر- لندن والذي يفسر كيفية تشكل جزيئة الهيدروجين.

إن قوة التفاعل بين الالكترونات ناتجة من التفاعل الكولومي الكهروستاتيكي إضافة إلى القوة التي تدعى بقوة التبادل بين الالكترونات، تعتمد هذه القوى على المسافة بين ذرتي الهيدروجين. فقد وُجِدَ أنه عندما يكون البعد بين الذرتين كبير تتخذ الالكترونات اتجاه دوران مغزلي متوازي لبعضهما البعض وبنفس الاتجاه (↑↑)، لكن حينما يقل البعد بين الذرتين حتى يصل إلى مسافة تقترب من المسافة الصفرية (Zero Separation)، حينها يكون اتجاه دوران الالكترونات المغزلي متوازي وبعكس الاتجاه (↑↓). وهنا يهمل تفاعل نواة الذرة الأولى والكترونها، وكذلك تفاعل نواة الذرة الثانية والكترونها لان هذه التفاعلات سوف تلغي بعضها البعض، بحيث يمكن كتابة طاقة الجهد[83، 84]:

$$V_{ab} = e^2\left[\frac{1}{r_{ab}} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{a2}}\right], \qquad (2.21)$$

يمكن كتابة الطاقة الكلية (E) للنظام بالشكل الاتي:

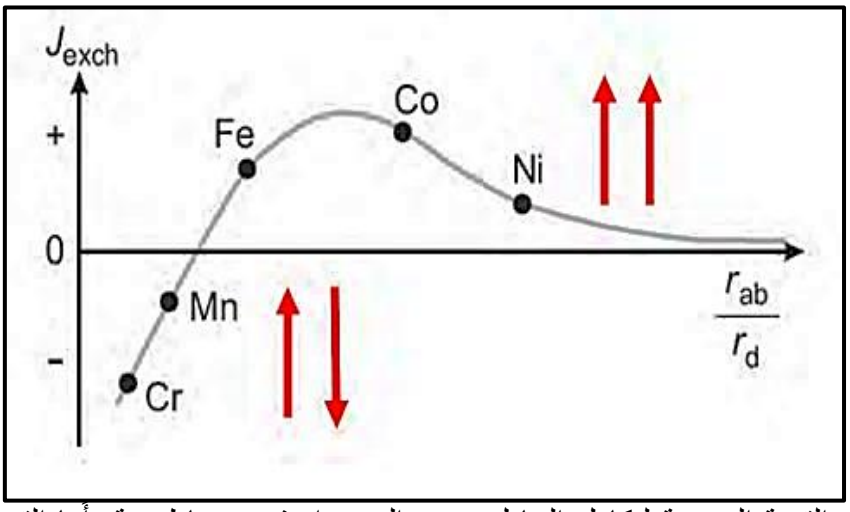
$$E = K \pm J_e, \qquad (2.22)$$

إذ إنَّ المقدار (K) يعبر عن طاقة التفاعل الكولومي، اما (J_e) فيعبر عن تكامل التبادل (Exchange Integral) والذي يعطى بالعلاقة[85]:

$$J_e = \int \psi_a(1)\psi_b^*(2)V_{ab}\psi_a(2)\psi_b(1)dv_1dv_2 \qquad (2.23)$$

إذ إنَّ ψ_a و ψ_b تمثلان الدوال الموجية الذرية للالكترون 1 والالكترون 2 في الذرة a والذرة b على التوالي. يحدد تكامل التبادل الصفة المغناطيسية للمواد فيما إذا كانت فيرومغناطيسية $(J_e > 0)$ ام فيرومغناطيسية مضادة $(J_e < 0)$، كما موضح في الشكل (2-7). ويقصد بالصفة الفيرومغناطيسية المضادة (Anti-Ferromagnetism) هي تلك الصفة المغناطيسية التي تمتلكها بعض المواد، مثل

الكروم (Cr) والمنغنيز (Mn)، عندما تكون العزوم المغناطيسية للذرات مصطفة في اتجاهين متعاكسين لكنها غير متساوية بالشدة لذا فأن صافي القوة المغناطيسية غير صفرية[86] .



الشكل (2-7): القيمة الموجبة لتكامل التبادل تؤدي إلى مواد فيرومغناطيسية، أما القيمة السالبة فتؤدي إلى مواد فيرومغناطيسية مضادة[87].

عندما يكون الدوران المغزلي للإلكترونين متوازياً باتجاهين متعاكسين (↑↓)، فان هذه الحالة تكون غير مغناطيسية للنظام، أما عندما يكون الدوران المغزلي للإلكترونين متوازي بنفس الاتجاه (↑↑) فأن هذه الحالة تكون مغناطيسية للنظام. لذا فحسب المعادلة (2.23)، تكون الطاقة الكلية للنظام للحالتين سالفتي الذكر:

$$k - j_e < k + j_{e,} \qquad (2.24)$$

حيث ان الطاقة الكلية للنظام تكون اقل عندما يكون الدوران المغزلي للإلكترونين متوازياً وبنفس الاتجاه (↑↑)[85].

إن الاهتمام الرئيس في هذا النموذج هو لطاقة التبادل فقط، وبالتالي يمكن اعتبار طاقة التفاعل الكولومي قيمة ثابتة. لذا من خلال الدوران المغزلي النسبي للإلكترونيين $\vec{S}_i$ و $\vec{S}_j$، يمكن كتابة طاقة التبادل E_{ex} بالعلاقة[88].

$$E_{ex} = -2J_e\vec{S}_i\vec{S}_j, \qquad (2.25)$$

وللحصول على قيمة طاقة التبادل لنظام يتكون من عدة ذرات، يمكن توسيع المعادلة (2.25) لتصبح بالشكل[89]:

$$E_{ex} = -2J_e \sum_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j. \quad (2.26)$$

6.2. المواد النانوية Nanomaterials

تستخدم كلمة نانو (nano) للإشارة إلى الاشياء متناهية الصغر، وهي كلمة مشتقة من الكلمة اليونانية نانوس (νᾶνος) والتي تعني القزم. في النظام الدولي للوحدات، تستخدم البادئة نانو للدلالة على جزء من المليار من الوحدة، لذا فإن النانومتر (nanometer=nm) يمثل جزء من المليار من المتر. وفي العقد الماضي، أَخذت البادئة نانو بالدخول في تطبيقات كثيرة ومتزايدة في مجالات العلم المختلفة. وقد اصبحت التسمية الان شائعة في العلم الحديث، لذا غالباً ما تذكر بشكل واسع في الادبيات الحديثة[90]. ويمكن تعريف المواد النانوية بأَنهَّا المواد المكونة من جسيمات دقيقة لها بعد واحد على الاقل من ابعادها الثلاث ذي قيمة تتراوح بين (1nm-100nm)[91، 92].

لا يكفي الهيكل النانوي فقط لتحديد ما اذا كانت المادة نانوية أَو لا؛ لان اغلب المواد إذ لم تكن جميعها تتكون من تراكيب صغيرة في هذا النطاق. ويشير المصطلح الحديث للمواد النانوية إلى انه يجب ان تكون هناك القدرة على التحكم الدقيق في اجزاء البنية النانوية بحيث يوثر هذا التحكم على خواص المادة أَو وظيفتها[93].

يعد العالم النمسأوي ريتشارد سيغموندي (Richard Zsigmondy) أَول من استخدم مصطلح النانومتر عام 1914، حيث قام بتطوير أَول تصنيف يعتمد على حجم الجسيمات في المقياس النانوي. ومع هذا، يعد العالم الأَمريكي ريتشارد فاينمان (Richard Feynman) أَول من وضع اسس علم النانو، حيث طرح فكرة تقنية النانو في محاضراته الشهيرة التي حملت العنوان "هناك متسع كبير في القاع There's plenty of room at the bottom". حيث أَشار إلى أَنهّ من الممكن التحكم بالجزيئات والذرات لصنع آلات نانوية[94]. اما مصطلح تقنية النانو (Nanotechnology) فقد قُدم بمعناه الحديث من قبل المهندس الأَمريكي كيم دريكسلر (Kim Drexler) في كتاب نشره عام 1986[95].

تصنف المواد في المقياس النانوي إلى أَنواع مختلفة اعتماداً على ابعادها، فمثلاً هنالك مواد نانوية ذات ابعاد صفرية (0D) والتي تعد أَكثر الأَنواع شيوعاً، كالنقاط الكمية (Quantum Dots)، والعدسات النانوية (Quantum Lenses) والكرات المجوفة (Hollow Spheres). وهنالك مواد نانوية ذات بعد واحد (1D) ، مثل الالياف النانوية (Nanofibers) والقضبان النانوية (Nanorods) والانابيب النانوية (Nanotubes). كما أَن هنالك مواد نانوية ذات بعدين 2D والتي

يكون لها تراكيب شبيهة بالألواح، مثل الاغشية النانوية (Nanofilms)، الطبقات النانوية (Nanolayers)، والطلاء النانوي (Nanocoating). اضافة إلى ذلك، هنالك مواد نانوية ثلاثية الأبعاد (3D)، مثل المركبات النانوية (Nanocomposites) والتراكيب ذات الطبقات المتعددة (Multinanolayer)[96].

تعد تقنية النانو مجالاً حديثاً ونشطاً في جميع العلوم والتطبيقات الحديثة. اذ أنهَّا تدخل في العديد من التخصصات مثل الكيمياء والطب والاتصالات والبصريات وأَجهزة الاستشعار والالكترونيات وأَجهزة تخزين البيانات وغيرها[97، 98].

تمتلك تقنية النانو العديد من المميزات التي تجعلها تقنية رائدة في مجالات العلم المختلفة. من هذه المميزات[99]:

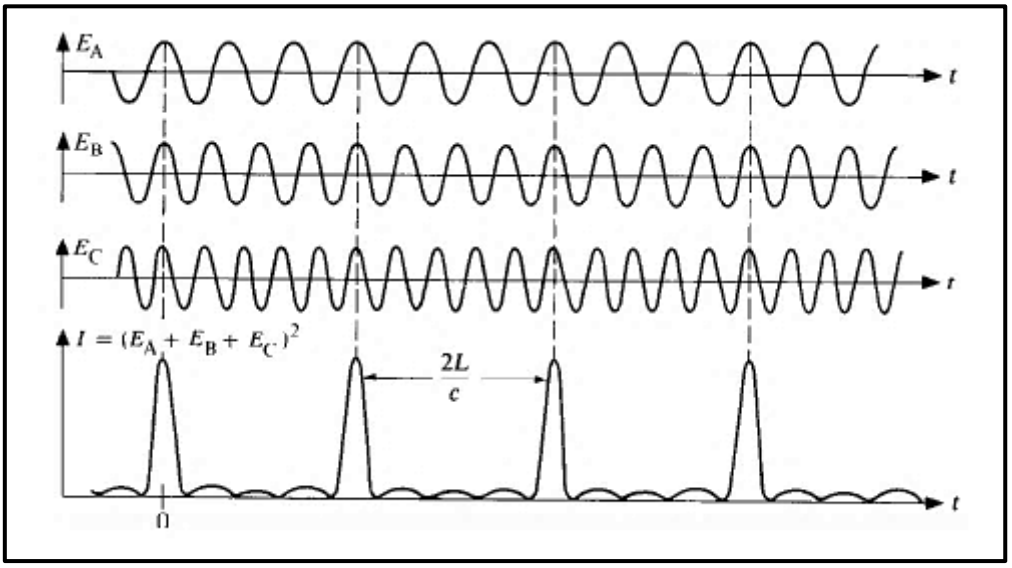
- **زيادة المساحة السطحية:** تتميز المواد النانوية بنسبة مساحة سطح إلى حجم أكبر بكثير مقارنةً بالمواد المماثلة غير النانوية، الأمر الذي يسمح بمساحة تفاعل أكثر كفاءة عند تفاعلها مع المواد في محيطها.
- **تحسين الخواص الميكانيكية:** تتميز المواد النانوية بقوة وصلابة ومرونة أعلى مقارنةً بالمواد غير النانوية. ويعود ذلك إلى انخفاض العيوب التركيبية على المستوى النانوي، مما يؤدي إلى تحسين الأداء الميكانيكي، اذ يمكن دمج المواد النانوية في المواد لتعزيز متانتها ومرونتها.
- **تحسين الخواص الكهربائية والحرارية:** تتميز المواد النانوية بموصلية حرارية وكهربائية مختلفة بشكل كبير مقارنةً بنظيراتها غير النانوية. ويمكن الاستفادة من هذا التباين في الموصلية لتطوير مواد الكترونية ، وأَجهزة الاستشعار، وأنظمة الإدارة الحرارية المتقدمة.
- **خصائص بصرية ومغناطيسية فريدة:** تظهر المواد النانوية خصائص بصرية (مثل تشتت وامتصاص الضوء) ومغناطيسية مميزة لا تُلاحظ في المواد المماثلة غير النانوية، كما امكن الحصول منها على مواد بصرية ومغناطيسية جديدة ذات تطبيقات محتملة في تخزين البيانات ومجالات أخرى.
- **مزايا بارزة أخرى:** تظهر المواد النانوية التأثيرات الكمومية بشكل أكثر وضوحًا الأمر الذي يفتح آفاق جديدة في مجالات الحوسبة والتصنيع. إضافة إلى امتلاك بعض المواد النانوية خصائص مضادة للميكروبات، مما يجعلها مفيدة في مكافحة مسببات الأمراض وتطوير مواد مضادة للميكروبات. كما يمكن استخدام بعض الجسيمات النانوية كحاملات للأدوية، إذ أنهَّا توفر استقرارًا وقدرة ناقلة عالية، مما يسمح بتوصيل الدواء إلى أماكن محددة.

تلعب تقنية النانو دوراً كبيراً في صناعة أَجهزة تخزين البيانات وتطويرها، مثل أَجهزة HDD. حيث تكون الطبقة المغناطيسية، أَي الطبقة التي تخزن فيها المعلومات، لوسيط التسجيل ذات بنية نانوية. اضافة إلى ذلك، يعد مستشعر المقاومة المغناطيسية العملاقة (GMR) الذي يقوم بقراءة البيانات وكذلك عنصر الكتابة (الذي يقوم بكتابة البيانات) أَمثلة أَخرى لتقنية النانو[100]. اما في تقنية HAMR، فيُستخدم جزء نانوي إضافي وهو NFT لتركيز بقعة ضوء الليزر المستخدم في بقعة أَصغر من طوله الموجي على شكل بلازمون سطحي على وسيط التسجيل[101].

7.2. نبضات الليزر فائقة السرعة Ultrafast Laser Pulses

تسمى نبضات أَشعة الليزر التي تنبعث بفترات زمنية قصيرة جداً والتي تقع ضمن نطاق البيكوثانية (ps) أَو الفيمتوثانية (fs) من خلال تقنية قفل النمط (Mode-Locking)، بنبضات الليزر فائق السرعة[102]. حيث يكون العرض الزمني لنبضة الليزر فائق السرعة النموذجية بحدود (10fs-100fs)[103].

على الرغم من كون شعاع الليزر من أَنقى أَشكال الضوء إلا أَنهّ لا يمتلك تردداً واحداً، وانما يحوي على حزمة من الترددات المختلفة قليلاً عن بعضها تعرف بالأنماط الطولية. تكون هذه الانماط في الليزر المستمر CW (Continuous Wave) مختلفة في فرق الطور، حيث تتداخل مع بعضها تداخلات بناءة وهدامة لتنتج موجة بشدة غير منتظمة مع الزمن. يستخدم قفل النمط لجعل فرق الطور بين هذه الانماط ثابتاً بحيث يحصل تداخل بناء في مناطق معينة تنحصر فيها شدة الموجة في سلسلة من النبضات القصيرة جداً، كما موضح في الشكل (2-8)[104].



الشكل(2-8): في تقنية قفل النمط، يحصل تراكب للأنماط الطولية التي يكون فرق الطور بينهما ثابتاً لتنتج سلسلة من النبضات فائقة القصر[105].

تحسب ترددات الانماط الطولية داخل تجويف الليزر من العلاقة:

$$f_m = f_0 + m\Delta f, \tag{2.27}$$

إذ إنَّ: f_0 يمثل التردد المركزي، و m عدد صحيح يمثل رقم النمط، بينما تعطى الفاصلة الترددية Δf من خلال ($\Delta f = \frac{C}{2L}$) حيث L يشير إلى طول مرنان الليزر و C سرعة الضوء. وفي حالة ثبات الطور بين الانماط الطولية، يكون ناتج التراكب سلسلة من النبضات القصيرة تتكرر في زمن T يحدد وفقا للعلاقة[106]:

$$T = \frac{1}{\Delta f} = \frac{2L}{C}, \tag{2.28}$$

يعطى زمن النبضة الناتجة من قفل النمط للأنماط الطولية[107]:

$$\tau_p \approx \frac{0.441}{\Delta f}, \tag{2.29}$$

تتمتع النبضة المتولدة بقدرة ذروة (قمة) P_{peak} كبيرة يمكن ايجادها من خلال طاقة النبضة E_p وزمن النبضة τ_p.[108]:

$$P_{peak} = \frac{E_P}{\tau_p}, \tag{2.30}$$

طاقة النبضة يمكن إيجادها من خلال:

$$E_p = \frac{P_{avg}}{f_{rep}}, \tag{2.31}$$

إذ إنَّ: P_{avg} تمثل معدل القدرة، و f_{rep} معدل تكرار *(repetition rate)* النبضات خلال وحدة الزمن. ويمكن إعادة صياغة المعادلة (2.30) لتكون بدلالة كل من القدرة المتوسطة وزمن تكرار النبضات لتصبح:

$$P_{peak} = \frac{P_{avg}}{f_{rep} \times \tau_p}. \tag{2.32}$$

8.2. الإزالة فائقة السرعة للمغناطيسية Ultrafast Demagnetization

تعد تقنية HAMR إحدى الأساليب الحديثة للتحكم بالعزوم المغناطيسية في الطبقة الفيرومغناطيسية في وسائط التسجيل[109، 110]. يتم ذلك من خلال تسليط أشعة ليزر لخفض المقاومة المغناطيسية للمادة الفيرومغناطيسية، ليتم بعد ذلك عكس المغناطيسية بواسطة مجال مغناطيسي خارجي. تتطلب عملية عكس المغناطيسية وقتاً طويلاً نسبياً وهذا يؤثر على سرعة عملية تخزين البيانات. في العقود الاخيرة، حظيت إزالة المغناطيسية فائقة السرعة بسبب نبضات ليزر الفيمتوثانية في المواد الفيرومغناطيسية باهتمام كبير مما أدى إلى نشوء مجال جديد في ديناميكية الدوران المغزلي فائق السرعة. ان التفاعلات المعقدة بين الالكترون و دورانه المغزلي والشبيكة البلورية بعد امتصاص المادة المغناطيسية لنبضات الليزر فائقة القصر هي السبب وراء حدوث إزالة المغناطيسية فائقة السرعة. فعندما يمتص الالكترون طاقة نبضة الليزر فائقة القصر يحدث تغير في طاقته بعد ذلك تنتقل الطاقة الفائضة إلى الشبيكة البلورية من خلال تفاعل الكترون- شبيكة (Electron-Lattice Interaction) مما يؤدي إلى اهتزاز الشبيكة البلورية. في الوقت ذاته وبسبب هذه الطاقة، ينتقل الزخم الزاوي المغزلي (البرمي) للإلكترون إلى الشبيكة البلورية عن طريق عملية استرخاء دوران مغزلي- شبيكة (Spin-Lattice Relaxation)، حيث ينتقل جزء من الزخم الزاوي المغزلي إلى الشبيكة البلورية. اضافة إلى ذلك، تحدث عملية تفاعل دوران مغزلي- دوران مغزلي (Spin-Spin Interactions) والتي يجري خلالها انتقال جزء من الزخم الزاوي المغزلي إلى الزخوم الزاوية المغزلية لبقية الالكترونات. وبسبب هذه العمليات، يعاني الدوران المغزلي للإلكترونات من اضطراب في اتجاهه مما يؤدي إلى

خفض المغناطيسية في أزمنة صغيرة جداً ضمن نطاق البيكوثانية (ps) أو اقصر[111، 112، 113]. إن قلب متجه المغنطة ناتج عن حفظ الزخم الزاوي عند عملية إزالة المغناطيسية فائقة السرعة[114].

لقد أُجرِيت سابقاً العديد من التجارب حول إزالة المغناطيسية بسرعة فائقة من بينها تجربة على عينة من الحديد عام 1990، حيث تم التوصل إلى أَنَّ نبضات الليزر التي يبلغ زمنها 30ps لا يمكنها إزالة المغناطيسية في هذه العينة لان زمن عملية استرخاء للتفاعل ما بين اللف المغزلي والشبيكة (Spin-Lattice Relaxation) اكبر من 30ps، وقتها لم يتم آنذاك رصد أَي استرخاء في نطاق الفيمتوثانية، وذلك لان زمن نبضة الليزر المستخدمة كانت بحدود (10ps-60ps)[115].

لقد استُخْدِم ليزر فيمتوثانية بزمن نبضة قدره 60fs لأَول مرة عام 1996 لإزالة المغناطيسية في مادة فيرومغناطيسية حيث تم اعتماد نموذج الثلاث درجات الحرارة (Three-Temperature model) لشرح نتائج دراسة تحركات واسترخاء انظمة الشبيكة والالكترونات والدوران المغزلي. وتم خلالها تحديد ثوابت الازدواج (Coupling Constants) الثلاثة بين الانظمة الفرعية التي تتفاعل فيما بينها والتي اخذت القيم: ($G_{el} = 8 \times 10^{17} \frac{W}{m^3K}$, $G_{es} = 6 \times 10^{17} \frac{W}{m^3K}$, $G_{sl} = 0.3 \times 10^{17} \frac{W}{m^3K}$)، حيث يتحكم الثابت G_{el} (ثابت تفاعل الالكترون مع الشبيكة) في انخفاض حرارة الالكترون بعد امتصاص أَشعة الليزر، بينما يتحكم الثابت G_{es} (ثابت تفاعل الالكترون مع الدوران المغزلي) في أَقصى قيمة تصل لها درجة حرارة الدوران المغزلي (القيمة القصوى لإزالة المغناطيسية). اما الثابت G_{sl} فيُحدّد التأخير الزمني للوصول إلى القيمة القصوى لإزالة المغناطيسية[111].

تستخدم دالة لانداو لتفسير انخفاض المغنطة M في المواد الفيرومغناطيسية عندما تصل درجة الحرارة إِلى قيمة قريبة من درجة حرارة كوري T_c حيث تعطى بالعلاقة:

$$M = \sqrt{a(T_c - T)/2b} \tag{2.33}$$

حيث تمثل T درجة الحرارة الابتدائية، بينما يعبر الثابت a عن مدى تأثير الحرارة على تغيير العزم المغناطيسي، اما الثابت b فيحدد مدى استقرار الحالة المغناطيسية للنظام[116].

9.2. نماذج درجة الحرارة Temperature Models

عندما تُضَخ طاقة نبضة الليزر في نظام الكتروني بنطاق زمني يبلغ بضع مئات من الفيمتوثانية، تصبح طاقة الالكترون المستثار اعلى من بقية الالكترونات. بعد ذلك يعاد توزيع هذه الطاقة بين الالكترونات عن طريق تفاعلات الكترون- الكترون (Electron-Electron Interactions) إلى أن تصل هذه الالكترونات إلى حالة الاتزان الحراري. وتسمى هذه العملية بعملية التسخين الالكتروني (Electron Thermalization). وهنالك العديد من الدراسات النظرية التي أَخذت بنظر الاعتبار درجة حرارة الالكترون كذلك درجة حرارة الشبيكة في المعادن[116]. إذ إنَّ الالكترونات تتفاعل مع المجال الكهرومغناطيسي لنبضة الليزر. أن اغلب التجارب السابقة على المعادن في هذا المجال تبدأ بفرضية ان هنالك فرق بين السعة الحرارية النوعية بين غاز الالكترونات C_e والسعة الحرارية النوعية للشبيكة البلورية C_l في المعدن. لذلك فعندما تُسخن نبضة الليزر الشبيكة البلورية عند درجة حرارة الغرفة يَحدث فرقاً بين درجة حرارة الالكترونات T_e ودرجة حرارة الشبيكة البلورية T_l[117]. ويعطى معدل نقل الطاقة بين الإلكترونات والشبيكة لكل وحدة حجم من خلال المعادلة[118]:

$$\left(\frac{\partial E_e}{\partial t}\right)_{e-l} = G_{el}(T_e - T_l), \tag{2.34}$$

حيث G_{el} هو ثابت ازدواج الإلكترون- الشبيكة والذي يعطى بواسطة:

$$G_{el} = \frac{\pi^2}{6}\frac{mnv^2}{\tau T_e} \tag{2.35}$$

إذ إنَّ m تمثل كتلة الالكترون، اما n فتعبر عن الكثافة العددية لغاز الالكترونات، بينما تمثل v سرعة الفونون في المعدن، و τ هو زمن استرخاء الالكترون أَي زمن تشتت الالكترون- فونون (Electron–Phonon Scattering Time) . الجدير بالذكر أَن هذا النموذج يراعي درجات حرارة كل من الالكترون والشبيكة بشكل مفصل بالرغم من بساطته. ولوصف درجة الحرارة لنظام في عينة للأغشية الرقيقة بشكل اكثر تفصيل، يلزم استخدام نموذج درجتي الحرارة (Two-Temperature Models).

1.9.2. نموذج درجتي الحرارة Two-Temperature Model

في عام 1974 تم وصف المعدل الزمني لتغير درجات حرارة كل من الإلكترون والشبيكة في المعادن المثارة بنبضات ليزر فائقة القصر[119]، وذلك من خلال معادلتين تفاضليتين مترابطتين ببعضهما، ويعطي النموذج الذي يشار اليه اليوم بنموذج درجتي الحرارة Two-Temperature

Model (2TM) وصف التفاعل بين الإلكترونات والشبيكة من خلال مصطلح واحد وهو المعامل G_{el}. فقد اقترح أنَّ التفاعلات الكولومية بين الالكترونات وتفاعلات الفونونات غير المتناغمة تكون اسرع بكثير من التفاعلات بين الإلكترونات والفونونات، بحيث ان توزيعاتها المحلية تبقى في حالة توازن محلي. اي انه يمكن توصيف التوزيع المحلي للإلكترونات والفونونات من خلال توزيع فيرمي-ديراك وكذلك توزيع بوز- اينشتاين، وذلك نظراً لان تفاعلات الكترون–الكترون تحدث في مقياس زمني اقل من مقياس تفاعل الكترون- فونون، اذ يمكن اعتبار ان عملية التوازن الحراري تحصل بين نظامين منفصلين هما الإلكترون والشبيكة[117، 120].

عند ضخ نبضة ليزر في معدن ما، يحدث امتصاص للفوتونات من قبل الالكترونات في المنطقة السطحية التي يطلق عليها اسم عمق الجلد (Skin Depth) للمعدن. يؤدي هذا الأمر إلى توزيع الالكترونات الساخنة توزيعاً أولياً بسبب الانتقالات البصرية السريعة والتي تحدث ضمن زمن قدره $10^{-14}s$. بعدها تتوازن الالكترونات الساخنة حرارياً مع الالكترونات الأُخرى المجاورة عن طريق اعادة توزيع الطاقة بينهما، اذ تحدث هذه التفاعلات بين الالكترونات في فترة زمنية قدرها بحدود $10^{-13}s$. ولكون هذه الالكترونات المثارة تقع ضمن شبيكة باردة، لذا تبدأ عملية تسخين الشبيكة بتفاعل هذه الالكترونات مع الشبيكة. وتحدث تفاعلات الالكترونات والشبيكة ضمن مقياس زمني يتراوح بين $10^{-13}s$ إلى $10^{-12}s$. بعدها تنتشر الحرارة من الشبيكة المحلية إلى نظام الشبيكة الكامل من خلال تفاعلات الشبيكات المحلية فيما بينها والتي تحدث بزمن قدره بحدود $10^{-12}s$. وبالنهاية يعود المعدن إلى حالة التوازن الحراري الكامل نتيجة لعملية الانتشار الحراري والتي تحدث ضمن مقياس زمني قدره $10^{-11}s$ اعتماداً على الخصائص الفيزيائية للمعدن[121]. توضح المعادلة الأولى لنموذج 2TM المعدل الزمني لتغير درجة الحرارة لغاز الالكترونات في غشاء رقيق معدني، والتي تعطى بالشكل:

$$C_e(T_e)\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_e\frac{\partial T_e}{\partial z}\right) - G_{el}(T_e - T_l) + P(r,t), \qquad (2.36)$$

إذ إنَّ K_e هي الموصلية الحرارية للإلكترونات. يصف الحد الأول $\frac{\partial}{\partial z}\left(K_e\frac{\partial T_e}{\partial z}\right)$ الانتشار الحراري الإلكتروني خارج المنطقة المستثارة، والذي يهمل عادة في الأغشية الرقيقة؛ لان التدرج الحراري الالكتروني فيها يكون صغير جداً (يقترب من الصفر) نتيجة لسمك الغشاء الرقيق. ويعبر الحد الثاني $G_{el}(T_e - T_l)$ عن معدل نقل الطاقة المذكور سابقاً في المعادلة (2.34). اما الحد الثالث $P(r,t)$ فيدعى حد المصدر(Source Term) والذي يصف كمية القدرة الممتصة من الليزر في وحدة الحجم

للمعدن (W/m^3)، وهو يعتمد على الخصائص البصرية للغشاء مثل سمك الغشاء، وعمق الاختراق، ونسبة الامتصاص من شدة الليزر[122].

أمَّا المعادلة التفاضلية الثانية لنموذج 2TM فهي تصف المعدل الزمني لدرجة حرارة الشبيكة والتي تعطى بالشكل:

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = G_{el}(T_e - T_l), \qquad (2.37)$$

ويلاحظ في هذه المعادلة أنَّ حد المصدر(Source Term) غير موجود لان زمن نبضة الليزر المستخدمة للتسخين قصير جداً مقارنة بزمن تفاعل الالكترون والشبيكة $(\tau_{laser} < \tau_{e-l})$[118].

2.9.2. نموذج ثلاث درجات الحرارة Three-Temperature Model

تتكون السعة الحرارية بالنسبة للمواد الفيرومغناطيسية من ثلاث مساهمات، من الالكترون C_e، والدوران المغزلي للإلكترون C_s، والشبيكة البلورية C_l. ولان الدوران المغزلي يعد خاصية اساسية في الالكترون، لذا كان يعتقد سابقاً أن درجة حرارة الدوران المغزلي T_s مساوية لدرجة حرارة الالكترون T_e، لذلك اهملت مساهمة الدوران المغزلي في حسابات درجة الحرارة في نموذج 2TM. مع ذلك فعند استخدام الاطوال الموجية الضوئية يستجيب النظام الفرعي للإلكترون لنبضات الليزر فقط عن طريق الامتصاص أو التشتت، الأمر الذي يؤدي إلى توفر وقت محدد لأثارة نظام الدوران المغزلي بعد التسخين. لهذا فأن توسيع نموذج 2TM إلى نموذج 3TM (Three-Temperature Model) من خلال ارفاق نظام الدوران المغزلي أثناء إجراء حسابات النظام الالكتروني ونظام الشبيكة البلورية يقدم وصفاً اكبر وافضل في حسابات درجات الحرارة، وبالتالي يمكن من خلاله تفسير عملية إزالة المغناطيسية فائقة السرعة في المواد الفيرومغناطيسية[111].

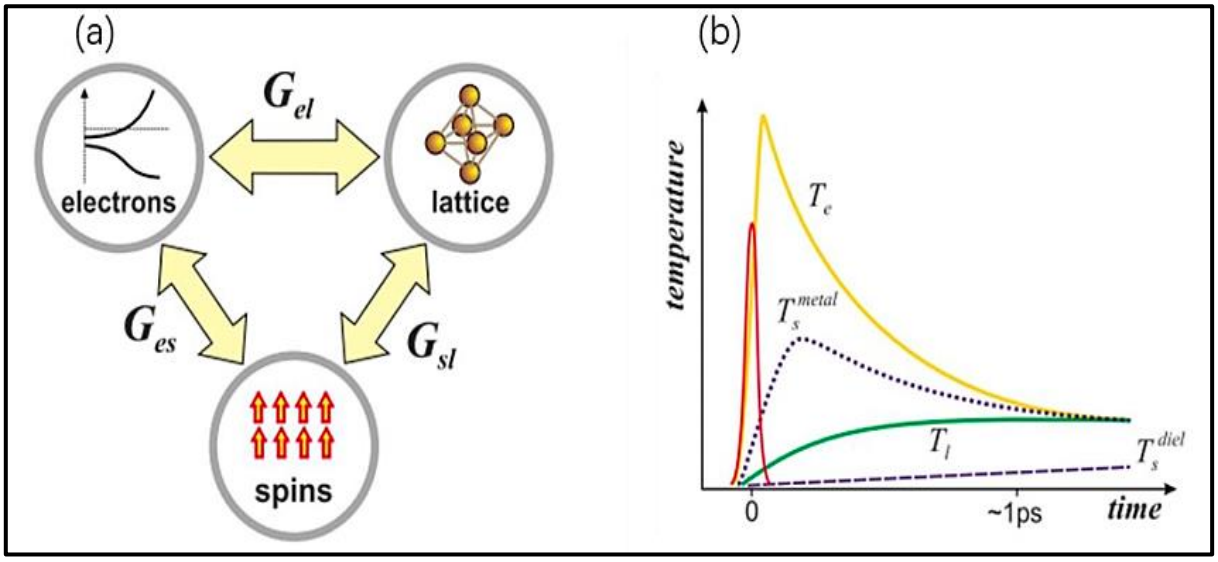
في عام 1984 اقترح لأول مرة مساهمة الدوران المغزلي في عملية الاتزان الحراري في المواد الفيرومغناطيسية[122]، حيث تم إدخال مساهمة الدوران المغزلي على نموذج 2TM. وبالتالي، فان تبادلات الطاقة تمر عبر ثلاث مسارات مختلفة والتي تحدد من خلال ثوابت الازدواج للأنظمة الفرعية$(G_{sl}، G_{es}، G_{el})$، وكما موضح بالشكل (2-9). يوصف التغير الزمني في درجات الحرارة لكل من الالكترون، والدوران المغزلي للإلكترون، والشبيكة البلورية في نموذج الثلاث درجات الحرارة (3TM) في اغشية المواد الفيرومغناطيسية الرقيقة بواسطة المعادلات التفاضلية الاتية[111، 123]:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = -G_{el}(T_e - T_l) - G_{es}(T_e - T_s) + P(t), \qquad (2.38)$$

$$C_s(T_s)\frac{\partial T_s}{\partial t} = -G_{es}(T_s - T_e) - G_{sl}(T_s - T_l), \quad (2.39)$$

$$C_l(T_l)\frac{\partial T_l}{\partial t} = -G_{el}(T_l - T_e) - G_{sl}(T_l - T_s). \quad (2.40)$$

إذ إنَّ $P(t)$ تمثل القدرة التي يضخها مصدر الليزر.



الشكل (2-9): (a) وصف تخطيطي لتفاعلات الأنظمة الفرعية (الالكترون، الدوران المغزلي للإلكترون، والشبيكة البلورية) فيما بينها لنموذج ثلاث درجات الحرارة (3TM)، (b) السلوك الزمني لدرجة حرارة الانظمة الفرعية الثلاثة بعد تحفيزها بنبضات الليزر فائقة القصر[124].

10.2. مقاومة الحدود الحرارية Thermal-Boundary Resistance

في أَثناء انتشار الحرارة بين طبقتين من مواد مختلفة، يحدث فرق في درجة الحرارة عند حدود الطبقتين. ويطلق على الثابت أَو معامل التناسب بين التدفق الحراري وقفزة درجة الحرارة المفاجئة اسم مقاومة الحدود الحرارية TBR (Thermal-Boundary Resistance) أَو مقاومة كابيتسا (Kapitsa Resistance) نسبة لمكتشفها العالم الروسي بيوتر كابيتسا (Pyotr Kapitsa) عام 1941. لقد حظيت دراسة مقاومة الحدود الحرارية (TBR) باهتمام كبير في السنوات الاخيرة وذلك لأهميتها في تحسين السيطرة على الانتشار الحراري في الانظمة التي تعتمد على تدفق الحرارة فيها، مثل المواد النانوية التي تستخدم في المشتتات الحرارية، والالكترونيات النانوية، والمولدات الكهروحرارية[125].

عندما تم اكشاف مقاومة الحدود الحرارية (TBR) أَول مرة بين الهليوم فائق السيولة ومادة صلبة، كان يعتقد ان سبب هذه المقاومة ناتج عن خصائص الهليوم فائق السيولة، لكنه ادرك لاحقاً أَنَّ هناك مقاومة حرارية توجد عند حدود اي طبقتين مكونتين من مادتين مختلفتين[126].

تعتبر مقاومة الحدود الحرارية (TBR) خاصية بالغة الأَهمية في المواد النانوية، إذ أَنهَّا تؤثر وبشكل ملحوظ على التدفق الكلي للحرارة في تراكيب الاغشية الرقيقة. إذ تحدث مقاومة الحدود الحرارية بسبب المنطقة المضطربة بين المادتين والتي تعمل على إعاقة الفونونات، أَو بسبب ارتداد الفونونات الناتج من اختلاف تشتت الفونونات بين المادتين، أَو بسبب تشتت ناقلات الحرارة عند وصولها إلى حدود المادة الاخرى[127].

11.2. ديناميكيات المغنطة Magnetization Dynamics

تعد ديناميكيات (حركيات) المغنطة حجر الزاوية لفهم السلوك المغناطيسي للمواد النانوية، حيث تعتمد على تغير متجه المغنطة M بالنسبة للزمن عند تأثره بمجال مغناطيسي أَو نبضات ضوئية فائقة القصر. فعندما يطبق مجال مغناطيسي H خارجي على مادة فيرومغناطيسية بشكل مفاجئ باتجاه غير موازي لمتجه المغنطة M ، فأن متجه المغنطة هنا سوف يبدأ بالتذبذب. ويمكن كتابة العزم المغناطيسي τ المؤثر في المغنطة M بالشكل:

$$\tau = M \times H, \tag{2.41}$$

وبحسب الفيزياء الكمية، تتناسب المغنطة M مع الزخم الزاوي J طردياً عبر النسبة الجيرومغناطيسية γ (نسبة ربط العزم المغناطيسي للجسيم بعزمه الزاوي وهي مقياس لمدى مغناطيسية الجسيم او دورانه):

$$J = -\frac{M}{\gamma}, \tag{2.42}$$

لذا يمكن التعبير عن التغير الزمني للزخم الزاوي، والذي يساوي عزم الدوران المغناطيسي، بدلالة التغير الزمني لمتجه المغنطة من خلال المعادلة:

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{1}{\gamma}\frac{dM}{dt} = M \times H, \tag{2.43}$$

إنَّ حركة المغنطة تتأثر بالعديد من الطاقات الصغيرة E_{tot}، مثل طاقة التبادل وطاقة التباين المغناطسي وطاقة زيمان، حيث يمكن اختزال الأثر الكلي من هذه الطاقات على شكل مجال مغناطيسي يعرف بالمجال المغناطيسي الفعال H_{eff} والذي يعطى بالعلاقة:

$$H_{eff} = -\frac{\partial E_{tot}}{\partial M}, \tag{2.44}$$

و يمكن التعبير عن التغير الزمني لمتجه المغنطة من خلال معادلة صاغها العالمان لانداو (Lev Landau) وليفشيتز (Evgeny Lifshitz) [128]:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma\, M \times H_{eff}. \tag{2.45}$$

حيث تصف هذه المعادلة تذبذب متجه المغنطة حول المجال المغناطيسي الفعال. لكن ما ينقص هذه المعادلة هو حد التخميد (Damping Term) إذ إنَّ المعادلة (2.45) تُظهِر أَنَّ المغنطة لن تصطف مع المجال الفعال ابداً، الأَمر الذي يتعارض مع النتائج العملية[129]، حيث وجد تجريبياً أَن سعة دوران متجه المغنطة يتناقص تدريجياً مع الزمن. لذا قام لانداو وليفشيتز بتعديل المعادلة السابقة لهم وذلك بإضافة حد التخميد، حيث أَصبحت تعرف بمعادلة لانداو-ليفشيتز LL (Landau-Lifshitz Equation) والتي تعطى بالشكل:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma\, M \times H_{eff} - \frac{a}{M_s}\left[M \times \left(M \times H_{eff}\right)\right]. \tag{2.46}$$

حيث a هو ثابت التخميد، وM_s هو تشبع المغنطة، أَو التشبع المغناطيسي للمادة. من جهته، صاغ العالم جيلبرت (T. L. Gilbert) معادلة أَكثر عمومية من المعادلة التي اقترحها لانداو وليفشيتز، حيث تحتوي على حد تخميد مختلف لوصف ديناميكية المغنطة للمواد الفيرومغناطيسية ذات التخميد الضعيف. وتعرف هذه المعادلة بمعادلة لانداو- ليفشيتز- جيلبرت (LLG) والتي تأخذ الشكل[130]:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma\, M \times H_{eff} + \frac{a}{M_s}\left[M \times \frac{dM}{dt}\right]. \tag{2.47}$$

لم تنجح معادلة LLG في تفسير سلوك المغناطيسية في درجات الحرارة التي تقترب من درجة حرارة كوري، وذلك لأَنهَّا تفترض أَنَّ مقدار العزم المغناطيسي ثابت مع للزمن، كما أَنهَّا تصف اتجاهه فقط. لكن عند درجات الحرارة العالية التي تقترب من درجة حرارة كوري، يبدأ مقدار العزم المغناطيسي بالانخفاض بشكل تدريجي. إضافة إلى ذلك، فان معادلة LLG مصاغة بطريقة كلاسيكية حيث إنهَّا تعتبر العزم المغناطيسي كمية متصلة (وليست مكممة) دون الاخذ بنظر الاعتبار التأثيرات

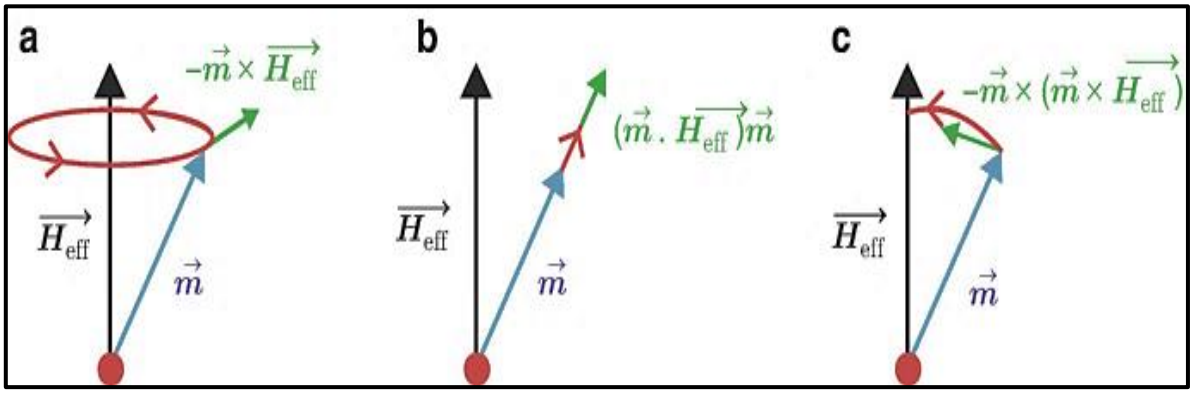
الكمية والسلوكيات الفردية للدوران المغزلي. لذلك لا تصلح معادلة LLG لدرجات الحرارة القريبة من درجة حرارة كوري[131، 132].

اقترح غارانين (D. A. Garanin) نهجاً بديلاً لوصف مغنطة المواد المغناطيسية عند تسخينها إلى درجات حرارة عالية والتي تقترب من درجة حرارة كوري وذلك من خلال اشتقاق معادلة سميت بمعادلة لاندو- ليشفتز- بلوخ LLB (Landau–Lifshitz–Bloch)[133، 134، 135]، حيث إنهَّا تعطي وصفاً تفصيلياً عن ديناميكية المغنطة في المواد المغناطيسية. لقد اختير اسم هذه المعادلة لتوضيح أنَّ سلوك المغنطة ينتقل بين معادلة LLG الخاصة بدرجات الحرارة المنخفضة ومعادلة بلوخ الخاصة بدرجات الحرارة العالية[136].

في تقنية HAMR يعتمد تباين الخواص المغناطيسية، أَو ما يدعى اختصاراً بالتباين المغناطيسي (Magnetic Anisotropy)، على درجة الحرارة، حيث تنخفض قيمته بشكل ملحوظ عند ارتفاع درجة الحرارة، وبالتالي فعند تسخين المادة الفيرومغناطيسية إلى درجة حرارة قريبة من درجة حرارة كوري (T_C)، فأَنهَّا ستعاني من انخفاض كبير في قيمة التباين المغناطيسي. هذا الأَمر يسمح بعكس اتجاه متجه المغنطة في المادة الفيرومغناطيسية بواسطة مجال مغناطيسي منخفض. ويمكن استخدام نبضات ليزر قصيرة جدا، اقل من 100fs، لتسخين المادة الفيرومغناطيسية إلى درجة حرارة كوري[137]. لذا في محاكاة هذه التقنية والتقنيات الاخرى التي تعتمد على رفع درجة حرارة العينة إلى درجات حرارة قريبة من درجة حرارة كوري يجب استخدام معادلة LLB لوصف سلوك المغنطة الموضح في الشكل (2-10)، اذ تأخذ المعادلة الشكل[138]:

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma\left[m \times H_{eff}\right] + \gamma a_{\parallel}\frac{(m.H_{eff})m}{m^2} - \gamma a_{\perp}\frac{[m\times(m\times H_{eff})]}{m^2} \qquad (2.48)$$

إذ إنَّ: m يمثل متجه المغنطة المعياري والذي بدوره يمثل نسبة متجه المغنطة إلى مقدار المغنطة عند الاتزان الحراري ($m = \frac{M}{M_e(T)}$). ويمثل الحد الأَول من المعادلة $\left(-\gamma\left[m \times H_{eff}\right]\right)$ ديناميكية المغنطة قبل التذبذب حول المجال الفعال. ويسمى الحد الثاني $\left(\gamma a_{\parallel}\frac{(m.H_{eff})m}{m^2}\right)$ بحد التخميد الطولي والذي يوضح كيف يتغير مقدار متجه المغنطة اثناء التفاعل مع درجة الحرارة. اما الحد الثالث $\left(-\gamma a_{\perp}\frac{[m\times(m\times H_{eff})]}{m^2}\right)$ فيسمى بحد التخميد العرضي والذي يشير إلى تغير زأَوية متجه المغنطة مع المجال الفعال.



الشكل (2-10): ديناميكية المغنطة وتظهر: (a) حركة متجه المغنطة قبل التذبذب، (b) تغير مقدار متجه المغنطة استجابة لدرجة الحرارة، (c) تغير زاوية متجه المغنطة بالنسبة إلى المجال الفعال[132].

الفصل الثالث

الإجراءات العملية

1.3. المقدمة Introduction

من خلال المحاكاة الحاسوبية، من الممكن معرفة العمليات الفيزيائية التي تحدث داخل العينة المراد العمل عليها عند تسليط نبضات ليزر فائقة القصر في نطاق الفيمتوثانية عليها. ان الدوافع الرئيسية وراء اختيار المحاكاة الحاسوبية هي سرعة انجاز العمل، والتكلفة المنخفضة، والموثوقية، والدقة، والاداء الممتاز.

في هذا الفصل، يتم وصف نموذج ثلاثي الأبعاد عن طريق برنامج المحاكاة كومسول للفيزياء المتعددة (COMSOL Multiphysics) الاصدار (v6.1)، وذلك لدراسة التوزيع الحراري الناتج عن تعريض العينة متعددة الطبقات إلى نبضة ليزر الفيمتوثانية. في البداية سيتم تقديم نظرة عامة وموجزة عن برنامج المحاكاة COMSOL Multiphysics، بعدها سيتم تقديم المعادلات الرياضية وخطوات النمذجة المتعلقة بهذه الدراسة.

2.3. برنامج المحاكاة الحاسوبية COMSOL Multiphysics

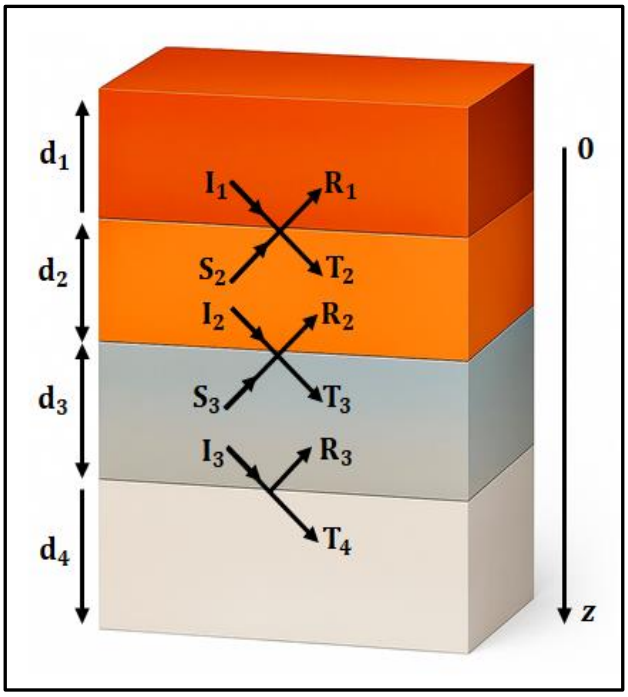
يعد برنامج المحاكاة كومسول (COMSOL Multiphysics) من أقوى برامج المحاكاة التفاعلية والمتكاملة والتي تحاكي مجموعة واسعة من المشاريع والدراسات العلمية والهندسية بغرض ايجاد حلول للعديد من المشاكل البحثية والتقنية. يقدم هذا البرنامج واجهة عمل متكاملة يمكن من خلالها إنشاء النماذج المطلوبة والتي توفر الوصول السهل إلى جميع الوظائف. يمكن مع برنامج كومسول (COMSOL) نمذجة مشاكل فيزيائية متعددة في وقت واحد، على عكس النماذج التقليدية التي تعمل على نوع واحد من المشاكل الفيزيائية. ومن ميزات البرنامج الاساسية، انه يوفر منصة لا تتطلب فهماً عميقاً للمعادلات الرياضية أَو التحليل العددي، إذ إنَّه يمكن بناء النماذج من خلال إدخال الكميات الفيزيائية، مثل خصائص المواد كأبعادها والكثافة والتوصيلية الحرارية وغيرها، وكذلك تحديد التدفقات أَو القيود أَو الأَحمال. ذلك يعني انه بغض النظر عن شبكة الحسابات الكبيرة المطلوبة لبناء النموذج، يمكن دائماً إدخال الارقام أَو التعبيرات أَو المتغيرات المطلوبة مباشرة ثم يقوم برنامج COMSOL ببناء مجموعة واسعة من المعادلات والحسابات المطلوبة لتمثيل النموذج بالكامل. كما يمكن أَن يقوم البرنامج بالعمل على تطبيقات كثيرة، إذ إنَّه يضم مكتبة ضخمة من الدراسات مثل: نقل الحرارة، الميكانيك، التيار الكهربائي AC/DC، البصريات، الصوتيات، التفاعلات الكيميائية وتدفق السوائل وغيرها[139].

3.3. هيكل الشفرة الحسابية المستخدمة The Computational Code Structure

في مقياس زمني ضمن نطاق الفيمتوثانية، يتم تسليط نبضات ليزر فائقة السرعة في طبقات العينة مما يجعل درجة حرارة داخل العينة ترتفع بسرعة. حيث يمكن تفسير هذا الارتفاع في درجة الحرارة من خلال معادلة الانتشار الحراري في الأَبعاد الثلاثة. العديد من الدراسات المهمة استخدمت معادلة الانتشار الحراري داخل المعدن[140] لوصف التفاعل الثلاثي المتبادل بين الالكترون والشبيكة والدوران البرمي (المغزلي) للالكترون[141]، حيث يتم وصف هذا التفاعل عل النحو الاتي[142]:

$$\frac{1}{D}\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{g(x,y,z,t)}{k} \qquad (3.1)$$

إذ إنَّ: D يمثل ثابت الانتشار الحراري والذي يمكن تمثيله من خلال $(D = k/\rho\, C_p)$. أَما القيم k، ρ، C_p فتمثل التوصيلية الحرارية، وكثافة المادة، والسعة الحرارية لكل وحدة كتلة، على التوالي. اما $g(x,y,z,t)$ فهي دالة تعبر عن كثافة القدرة الممتصة من مصدر الحرارة داخل العينة في معادلة الانتشار الحراري، وتحدد هذه الدالة في كل طبقة من طبقات العينة من خلال توزيع المجال الكهربائي في الطبقات النشطة. يعمل النموذج على تحديد معاملات النفاذية والانعكاسية عند واجهة الطبقات من خلال الاخذ بعين الاعتبار الانعكاسات المتعددة والانتشار للموجة الكهرومغناطيسية[143]. في هذا البحث، تعد طبقة FePt-C هي الطبقة الوحيدة التي تمتص الضوء لكونها تملك قدرة عالية على الامتصاص اما بقية الطبقات فأَنهَّا تمتلك قيماً منخفضة من معامل الخمود (Extinction Coefficient) والذي يمثل الجزء التخيلي لمعامل الانكسار. لقد تم استخدام نموذج الامتصاص متعدد الطبقات الموضح بالشكل (3-1)، حيث ان I تمثل شدة المجال الساقط، وR تمثل شدة المجال المنعكس، وT تمثل شدة المجال النافذ، بينما تمثل S شدة المجال المنعكس من الطبقة التالية قبل عبوره المنطقة الفاصلة، اما d فتمثل سمك الطبقة.



الشكل (3-1): نموذج النفاذ-الانعكاس في نموذج متعدد الطبقات، حيث يؤخذ في نظر الاعتبار للطبقات: شدة المجال الساقط I ، و شدة المجال المنعكس R، وشدة المجال النافذ T، و شدة المجال المنعكس من الطبقة التالية قبل عبوره المنطقة الفاصلة S، وسمك الطبقة d .

ممكن كتابة شدة الشعاع المنعكس (المرتد) إلى الطبقة الأولى R_1 وشدة المجال النافذ إلى الطبقة الثانية T_2 على النحو الآتي[144]:

$$R_1 = I_1 r_{12} + S_2 t_{21}, \tag{3.2}$$

$$T_2 = I_1 t_{12} + S_2 r_{21}, \tag{3.3}$$

حيث I_1 هو شدة المجال الساقط على الطبقة الأولى، وS_2 هو شدة المجال المنعكس من الطبقة الثانية قبل وصوله للحد الفاصل، اما t_{12} فهو معامل النفاذية من الطبقة الأولى إلى الطبقة الثانية، وt_{21} هو معامل النفاذية من الطبقة الثانية إلى الطبقة الأولى، بينما يمثل r_{12} معامل الانعكاس من الطبقة الأولى إلى الطبقة الثانية، و r_{21} هو معامل الانعكاس من الطبقة الثانية إلى الطبقة الأولى. يمكن أَنْ تأخذ علاقات الحفاظ/الاستمرارية (Conservation/Continuity) عند الطبقة الأولى لمعامل الانعكاس والنفاذية الشكل:

$$r_{12} = -r_{21},\ r_{12}^2 + t_{12} t_{21} = 1 \tag{3.4}$$

ويمكن تحديد I_1 و R_1 للطبقة الأولى من خلال العلاقات الآتية:

$$I_1 = \frac{T_2+S_2r_{12}}{t_{12}} = \frac{T_4}{t_{12}t_{23}t_{34}} e^{-j(\phi_2+\phi_3)}\left(1 + r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3} + r_{12}r_{23}e^{2j\phi_2} + r_{12}r_{23}e^{2j(\phi_2+\phi_3)}\right), \quad (3.5)$$

$$R_1 = \frac{T_2r_{12}+S_2}{t_{12}} = \frac{T_4}{t_{12}t_{23}t_{34}} e^{-j(\phi_2+\phi_3)}\left(r_{12} + r_{12}r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3} + r_{23}e^{2j\phi_2} + r_{34}e^{2j(\phi_2+\phi_3)}\right), \quad (3.6)$$

إذ إنَّ T_2 هو شدة المجال النافذ للطبقة الثانية، وT_4 هو شدة المجال النافذ للطبقة الرابعة، بينما يمثل t_{23} معامل النفاذية من الطبقة الثانية إلى الطبقة الثالثة، وt_{34} يمثل معامل النفاذية من الطبقة الثالثة إلى الطبقة الرابعة، وr_{34} يمثل معامل الانعكاس من الطبقة الثالثة إلى الطبقة الرابعة، أمَّا ϕ_2 و ϕ_3 فيمثلان طور انتشار الموجة في الطبقة الثانية والطبقة الثالثة على التوالي، حيث يعطى طور الانتشار للموجة في الطبقة m بالعلاقة:

$$\phi_m = \frac{2\pi}{\lambda} n_m d_m, \quad (3.7)$$

n_m هو معامل الانكسار للطبقة m، وd_m هو سمك الطبقة m، اما λ فهو الطول الموجي للموجة المنتشرة خلال الطبقة. اما بالنسبة للطبقة الثانية، فان معادلاتها تأخذ الشكل:

$$T_2 = I_2e^{-j\phi_2} = \frac{T_4}{t_{23}t_{34}} e^{-j(\phi_2+\phi_3)}(1 + r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3}), \quad (3.8)$$

$$S_2 = R_2e^{j\phi_2} = \frac{T_4}{t_{23}t_{34}} e^{j(\phi_2-\phi_3)}(r_{23} + r_{34}e^{2j\phi_3}), \quad (3.9)$$

$$I_2 = \frac{T_3+S_3r_{23}}{t_{23}} = \frac{T_4}{t_{23}t_{34}} e^{-j\phi_3}(1 + r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3}), \quad (3.10)$$

$$R_2 = \frac{T_3r_{23}+S_3}{t_{23}} = \frac{T_4}{t_{23}t_{34}} e^{-j\phi_3}(r_{23} + r_{34}e^{2j\phi_3}), \quad (3.11)$$

يمثل I_2 شدة المجال الساقط في الطبقة الثانية، وR_2 فيمثل شدة المجال المنعكس للطبقة الثانية، اما T_3 فهو شدة المجال النافذ للطبقة الثالثة، بينما S_3 فيمثل شدة المجال المنعكس قبل وصوله للحد الفاصل. اما داخل الطبقات الثالثة والرابعة، فيمكن كتابة شدة الموجات بالشكل الاتي:

$$T_3 = I_3e^{-j\phi_3} = \frac{T_4}{t_{34}} e^{-j\phi_3}, \quad (3.12)$$

$$S_3 = R_3 e^{j\phi_3} = \frac{T_4}{t_{34}} r_{34} e^{j\phi_3}, \quad (3.13)$$

$$R_3 = I_3 r_{34} = \frac{T_4}{t_{34}} r_{34}, \quad (3.14)$$

$$T_4 = I_3 t_{34} \rightarrow I_3 = \frac{T_4}{t_{34}}. \quad (3.15)$$

يعبر I_3 عن شدة المجال الساقط في الطبقة الثالثة، R_3 فيعبر عن شدة المجال المنعكس للطبقة الثالثة.

يعطى المجال الكهربائي الساقط $\boldsymbol{E_i^1}$ والمنعكس $\boldsymbol{E_r^1}$ المنتشر في البعد z بالنسبة للطبقة الأولى بواسطة:

$$\boldsymbol{E_i^1} = I_1 e^{\gamma_1 z} \boldsymbol{X}, \quad (3.16)$$

$$\boldsymbol{E_r^1} = R_1 e^{-\gamma_1 z} \boldsymbol{X}, \quad (3.17)$$

حيث ان:

$$\gamma = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} = j\frac{2\pi}{\lambda}\tilde{n} = jk_0(n + jk) \quad (3.18)$$

حيث $\tilde{n}$ هو معامل الانكسار المعقد، k_0 هو العدد الموجي عند الطول الموجي لأشعة الليزر المستخدم، والذي يعطى من خلال $(k_0 = \frac{2\pi}{\lambda})$. n و k يمثلان الجزء الحقيقي والجزء التخيلي على التوالي لمعامل الانكسار.

$\boldsymbol{X}$ هو متجه الوحدة للموجة.

بالنسبة للطبقة الثانية فان الموجة النافذة (للأسفل) والموجة المنعكسة (للأعلى) يمكن كتابتهما بالشكل:

$$\boldsymbol{E_t^2} = T_2 e^{\gamma_1 z} \boldsymbol{X}, \quad (3.19)$$

$$\boldsymbol{E_r^2} = R_2 e^{-\gamma_1 z} \boldsymbol{X}. \quad (3.20)$$

المجال الكلي داخل الطبقة الثانية يمكن كتابته على النحو الآتي:

$$\boldsymbol{E_2} = T_2 e^{\gamma_1 z} \boldsymbol{X} + R_2 e^{-\gamma_1 (z - d_2)} \boldsymbol{X}. \quad (3.21)$$

مجالي السطح البيني (Interface) في الطبقة $(R_2$ و $T_2)$ تعرف من خلال النسب المشتقة من $\frac{T_2}{I_1}$ و $\frac{R_2}{I_1}$ كدوال للمجال الساقط I_1، والتي تعطى من:

$$\frac{T_2}{I_1} = \frac{t_{12}(1+r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3})}{(1+r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3}+r_{12}r_{23}e^{2j\phi_2}+r_{12}r_{34}e^{2j(\phi_2+\phi_3)}}, \quad (3.22)$$

$$\frac{R_2}{I_1} = \frac{t_{12}e^{j\phi_2}(r_{23}+r_{34}e^{2j\phi_3})}{(1+r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3}+r_{12}r_{23}e^{2j\phi_2}+r_{12}r_{34}e^{2j(\phi_2+\phi_3)}}, \quad (3.23)$$

$$\frac{T_2}{I_1} = \frac{t_{12}t_{23}e^{j\phi_2}}{(1+r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3}+r_{12}r_{23}e^{2j\phi_2}+r_{12}r_{34}e^{2j(\phi_2+\phi_3)}}, \quad (3.24)$$

$$\frac{R_3}{I_1} = \frac{t_{12}t_{23}t_{34}e^{j(\phi_2+\phi_3)}}{(1+r_{23}r_{34}e^{2j\phi_3}+r_{12}r_{23}e^{2j\phi_2}+r_{12}r_{34}e^{2j(\phi_2+\phi_3)}}. \quad (3.25)$$

يمكن استخدام هذا النهج لعدد لا نهائي من الطبقات. القدرة المتوسطة لوحدة الزمن (Time-Averaged Power) لكل وحدة مساحة لموجة معقدة يتم ربطها بالمجالات الكهربائية والمغناطيسية من خلال متجه بوينتينغ:

$$\langle S_m \rangle = \frac{1}{2} R_e\{E_m \times H_m^*\}. \quad (3.26)$$

إذ إنَّ القدرة الممتصة لكل وحدة حجم في الطبقة m تعطى من العلاقة:

$$R_e\{-\nabla . \langle S_m \rangle\} = k_0 c \varepsilon_0 n_m k_m |E_m|^2, \quad (3.27)$$

حيث:

$$|E_m|^2 = E_m . E^*, \quad (3.28)$$

والمجال الكهربائي الكلي في كل طبقة يعطى من خلال:

$$E_m = T_m e^{jk_0(n_m+jk_m)^2} X + R_m e^{-jk_0(n_m+jk_m)(z-d_m)} X, \quad (3.29)$$

مقدار شدة المجال الكهربائي في كل طبقة هو:

$$|E_m|^2 = |T_m|^2 e^{k_0 k_m^2} + |R_m^*|^2 e^{k_0 k_m^2 (z-d_m)} +$$

$$2|T_m R_m| e^{-k_0 k_m d_m} \cos(k_0 n_m (2z - d_m) + \varphi_m), \quad (3.30)$$

إذ إنَّ:

$$\varphi_m = tan^{-1}(\frac{Im\{T_m R_m^*\}}{Re\{T_m R_m\}}, \quad (3.31)$$

لقياس كثافة القدرة في الوسط نسبة إلى قدرة الليزر العملية بشكل اسهل، يتم معايرة كثافة القدرة في المعادلة 3.27 إلى القدرة الساقطة لمعرفة الفرق في منحنى القدرة:

$$Re = \left\{-\nabla . \frac{\langle S_m \rangle}{\langle S_i \rangle}\right\}, \quad (3.32)$$

$\langle S_i \rangle$ تمثل كثافة القدرة المتوسطة بالنسبة للزمن (The Time-Averaged Power Density) للمجال الكهربائي الساقط. يمكن كتابة كثافة القدرة المعيارية كالاتي:

$$\mathrm{Re} = \left\{-\nabla . \frac{\langle S_m \rangle}{\langle S_i \rangle}\right\} = 2k_0 \frac{n_m k_m}{n_i} \frac{|E_m|^2}{I_i^2}, \quad (3.33)$$

إذ إنَّ k_m هو الجزء التخيلي لمعامل الانكسار، و n_i هو معامل انكسار الوسط الذي تسقط منه الأشعة، n_m يمثل معامل انكسار الوسط الذي تنفذ خلاله الأشعة، E_m يعطي المجال الكهربائي النافذ في الطبقة m. اما I_i فيعبر عن شدة المجال الكهربائي للأشعة الساقطة والذي يعطى من خلال المعادلة الاتية بالنسبة للطبقة الأولى:

$$I_i^2 = \tau_{12}^2 E_1^2, \quad (3.34)$$

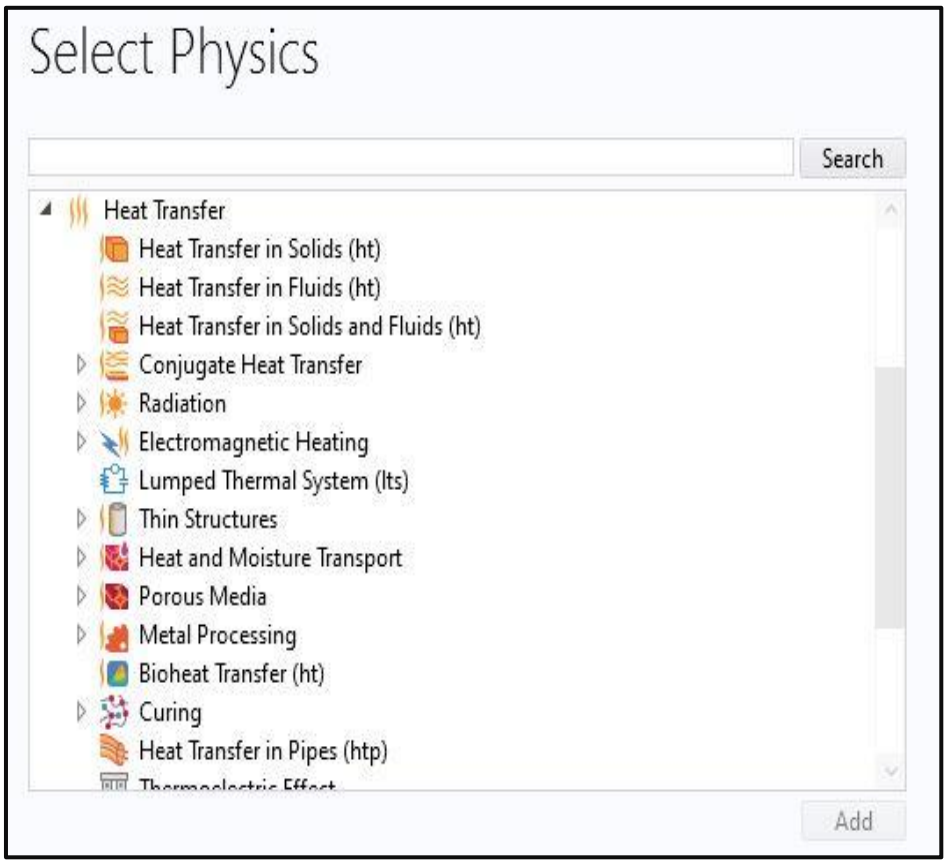
$$\tau_{12} = 2n_1/(n_1 + n_2). \quad (3.35)$$

حيث ان: n_1 هو معامل انكسار الوسط الذي تسقط منه الأشعة، n_2 يمثل معامل انكسار الوسط الذي تنفذ فيه الأشعة. بالنسبة لسطح العينة المستخدمة في هذه الدراسة (air/Al_2O_3) فأن n_1 تعبر عن معامل انكسار الهواء و n_2 فتعبر عن معامل انكسار أوكسيد الالمنيوم (Al_2O_3).

4.3. واجهة انتقال الحرارة في المواد الصلبة Heat Transfer In Interface Solids

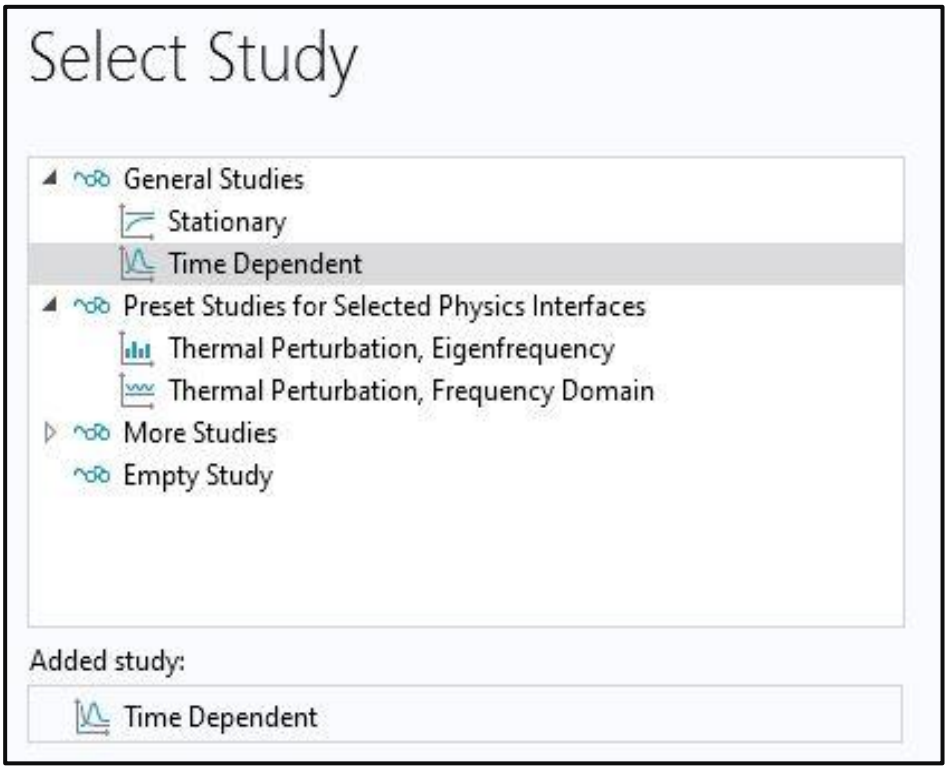
عند بدأ تشغيل برنامج كومسول (COMSOL)، يتم اختيار الأبعاد المناسبة لنموذج الدراسة المستخدمة (3D). بعد ذلك تظهر قائمة لاختيار نوع الفيزياء المطلوبة. في هذه الدراسة يتم اختيار خيار انتقال الحرارة في المواد الصلبة (Heat Transfer in Solids). هذه الخيار يتيح

نمذجة نقل الحرارة من خلال تمثيل آليات نقل الحرارة تمثيلاً فيزيائياً دقيقاً، مثل التسخين الكهرومغناطيسي والتوصيل الحراري والحمل الحراري. ويظهر الشكل (3-2) واجهة اختيار نوع الفيزياء المطلوبة ضمن خيار نقل الحرارة بعد اختيار الأبعاد المناسبة.



الشكل (3-2): قائمة خيارات نقل الحرارة (Heat Transfer) في برنامج COMSOL ومنها يتم اختيار خيار انتقال الحرارة في المواد الصلبة.

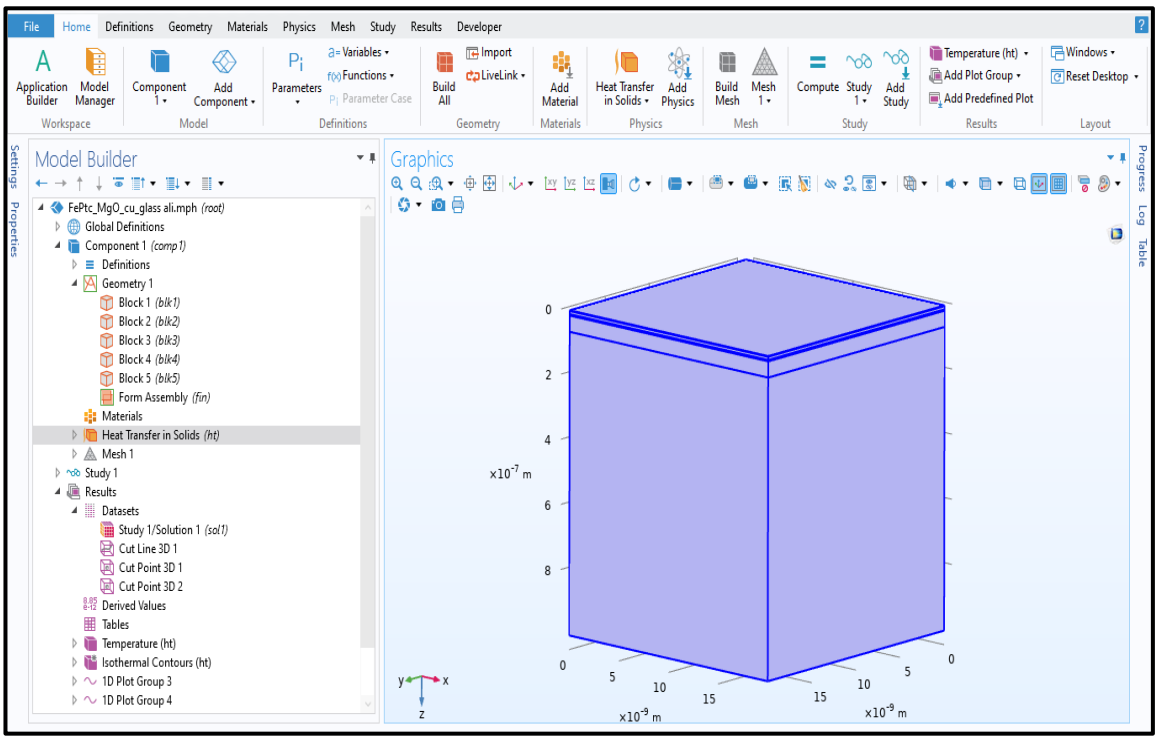
ضمن إطار هذه الدراسة، ومن خيارات نوع الدراسة (Select Study)، يتم اختيار محاكاة معتمدة على الزمن (Time-Dependent) في نموذج (3D)، وكما موضح في الشكل (3-3).



الشكل (3-3): قائمة خيارات نوع الدراسة ومنها يتم اختيار محاكاة (Time-Dependent).

5.3. مواصفات النموذج Model Specifications

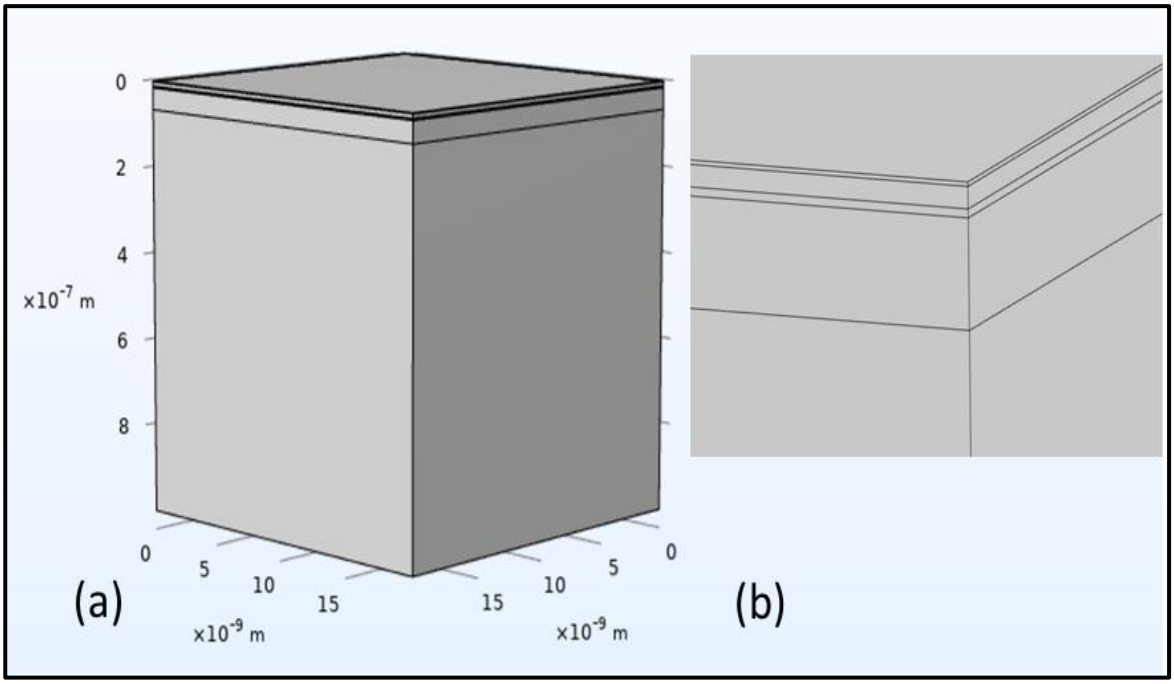
تم بناء هذا النموذج وفق قياسات محددة لغشاء رقيق متعدد الطبقات والذي يتكون من المواد (Al_2O_3/FePt-C/MgO/Cu/Glass substrate). يحاكي هذا النموذج وسيط تسجيل في محركات الأقراص الصلبة (HDD) المدعوم بتقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة HAMR. حيث يتعرض سطح هذا النموذج للتسخين بواسطة نبضة ليزر فائقة السرعة في نطاق الفيمتوثانية. في هذا النموذج، تم الأخذ بعين الاعتبار كل من خصائص أشعة الليزر المطبق، مثل عرض النبضة والطول الموجي ومساحة بقعة الليزر والقدرة العظمى لنبضة الليزر وكذلك خصائص المواد المستخدمة مثل سمك وكثافة كل طبقة من طبقات الغشاء والخصائص الحرارية والبصرية لكل طبقة. يظهر في الشكل (3-4) هيكل النموذج المستخدم في هذه الدراسة.



الشكل (3-4): هيكل النموذج ثلاثي الأَبعاد ضمن واجهة برنامج COMSOL Multiphysics.

1.5.3. التصميم الهندسي للنموذج The Engineering Design of the Model

صُمم النموذج على شكل عمود نانوي (Nano-pillar) ثلاثي الأَبعاد متعدد الطبقات بطول وعرض $(20nm \times 20nm)$ وارتفاع كلي مقداره بحدود (1µm). وليسهل التعامل معه، يمكن اظهار النموذج في واجهة برنامج COMSOL على شكل مكعب دون التأثير بالأَبعاد الاصلية للنموذج، وكما مبين في الشكل (3-5).



الشكل (3-5): الهيكل الهندسي للنموذج في برنامج COMSOL Multiphysics (a) الحجم الطبيعي الكامل للنموذج، (b) هيكل النموذج بعد التقريب والذي تظهر فيه الطبقات المتعددة بوضوح.

يحتوي النموذج على طبقات متعددة مختلفة في السمك وهي كالآتي:

- **الطبقة الأَولى:** طبقة أَوكسيد الالمنيوم (Al_2O_3) وهي الطبقة السطحية، ولها السمك (2nm)، وتعمل كطبقة حماية لوسيط التسجيل، وضبط التشتت والانعكاس البصري.
- **الطبقة الثانية:** طبقة مكونة من سبيكة بلاتين-حديد مع الكاربون (FePt-C) بسمك (15nm, 10nm, 5nm)، والتي تمثل الطبقة المغناطيسية التي تسجل عليها البيانات.
- **الطبقة الثالثة:** طبقة أُوكسيد المغنيسيوم (MgO) بسمك (4nm) وهي الطبقة التي تترسب عليها طبقة التسجيل المغناطيسية.
- **الطبقة الرابعة:** طبقة النحاس (Cu) بسمك (50nm) وتعمل كمشتت الحراري.
- **الطبقة الخامسة:** وهي طبقة من الزجاج (Glass) وتشكل الطبقة الأَخيرة والتي تعمل كركيزة (Substrate) للطبقات النانوية السابقة، وهي بسمك (0.9325µm).

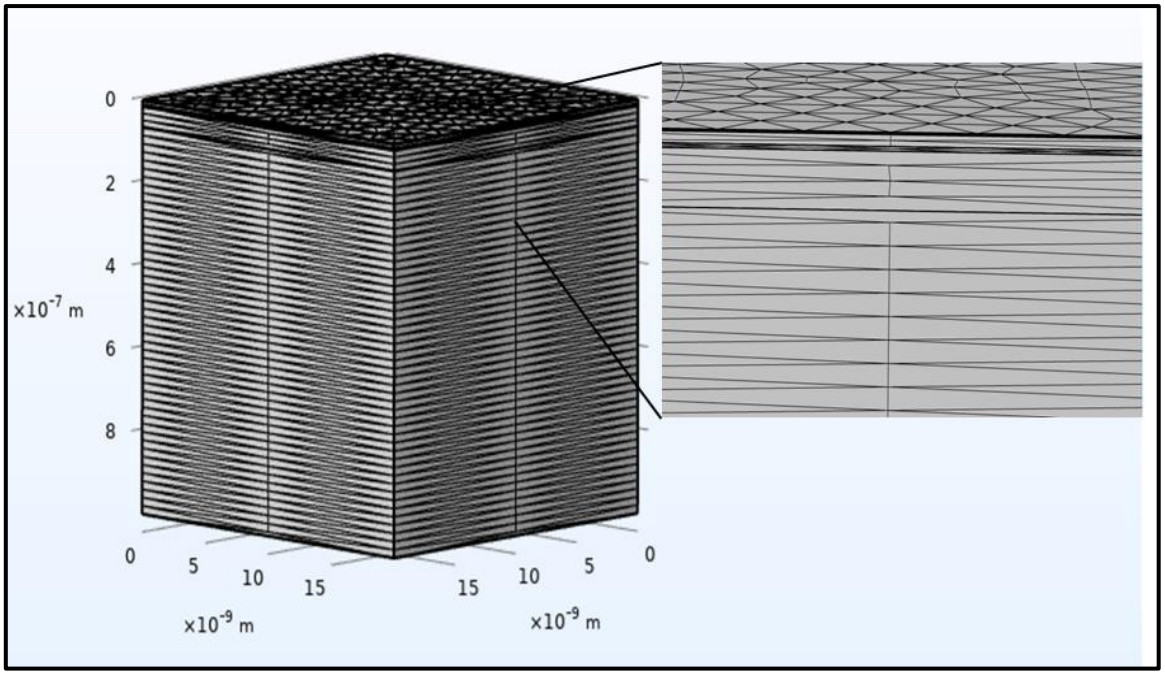
عند تسخين النموذج بنبضة الليزر، فإن انتشار الحرارة يكون بشكل متماثل حول المحور المركزي (تناظر اسطواني). يتم اهمال انتشار الحرارة الجانبي على سطح النموذج؛ لأَنَّ سمك النموذج

أَصغر بكثير من قطر بقعة الليزر. يمكن تمثيل انتشار الحرارة داخل النموذج بواسطة معادلة انتشار الحرارة ثلاثية الأَبعاد موضح سابقا في المعادلة (3.1).

2.5.3. إعداد شبكة المحاكاة Meshing

تعد عملية إعداد الشبكة (Meshing) في برنامج COMSOL أَمراً أَساسياً بالغ الأَهمية في دراسة اي نموذج. وتتمثل عملية اعداد الشبكة بتقسيم أَجزاء النموذج إلى عناصر دقيقة جداً يطبق عليها الحل العددي بواسطة طريقة العناصر المحدودة (FEM). الهدف وراء هذه العملية، هو لتحويل المعادلات التفاضلية الجزئية المعقدة التي تتعلق بالدراسة المطلوبة إلى معدلات جبرية يمكن حلها عددياً. لذلك، كلما تكون جودة اعداد الشبكة عالية، كلما أَعطت حلولاً اكثر دقة.

هنالك خياران في عملية إعداد الشبكة في برنامج COMSOL هما، الإعداد التلقائي والإعداد اليدوي لشبكة نموذج المحاكاة. في نموذج هذه الدراسة، تم اختيار اعداد الشبكة تلقائياً والذي يسمح للبرنامج باستخدام خوارزميات ذكية لمعرفة الأَماكن الأَكثر أَهمية في النموذج من أَجل إعداد شبكات اكثر كثافة ودقة فيه. بعدها تم اختيار حجم الشبكة الدقيق جدا (Extremely Fine)، كما موضح في الشكل (3-6)، والذي يمتاز بكثرة نقاط الشبكة، مقارنة بخيارات الاعداد التلقائي الاخرى. وعادة يتطلب خيار حجم الشبكة الدقيق جدا مصادر حاسوبية (Computer Resources) عالية من أَجل اتمام المحاكاة كما أَنَّ إتمامها يستغرق وقتاً اطول من بقية خيارات حجم الشبكة، إلا أَنَّه يعطي نتائج محاكاة ذات جودة عالية.



الشكل (3-6): إعداد شبكة النموذج بحجم Extremely Fine في برنامج COMSOL Multiphysics.

3.5.3. خصائص المواد المستخدمة Used Material Properties

تشمل خصائص المواد لكل مادة من المواد المستعملة في هذه المحاكاة، الكثافة والموصلية الحرارية والسعة الحرارية ومعامل الانكسار الحقيقي والتخيلي، والتي تعرف بالخصائص الحرارية والبصرية للمواد. يتضمن الجدول (3-1) قيم كل من الخصائص الحرارية والخصائص البصرية لكل مادة من المواد المستعملة في عملية دراسة انتشار الحرارة في النموذج وعملية امتصاص الأشعة.

الجدول (3-1): قائمة تحتوي على خصائص المواد الحرارية والبصرية في درجة حرارة الغرفة (300K) لكل مادة من مواد العينة المستخدمة في هذه الدراسة.

نوع المادة	الكثافة (Kg/m^3)	الموصلية الحرارية $(W/m/K)$	السعة الحرارية $(J/Kg/K)$	معامل الانكسار عند الطول الموجي (780nm)	المصدر
Al_2O_3	3890	3.15	880	1.76	[145]
FePt-C	14600	50	340	3.04+i1.87	[146]
MgO	3580	3	920	1.37	[147]
Cu	8940	200	385	0.24+i4.84	[148]
Glass	2203	1.38	703	1.45	[149]

4.5.3. ظروف الحدود الفاصلة بين الطبقات Interface Boundary Conditions

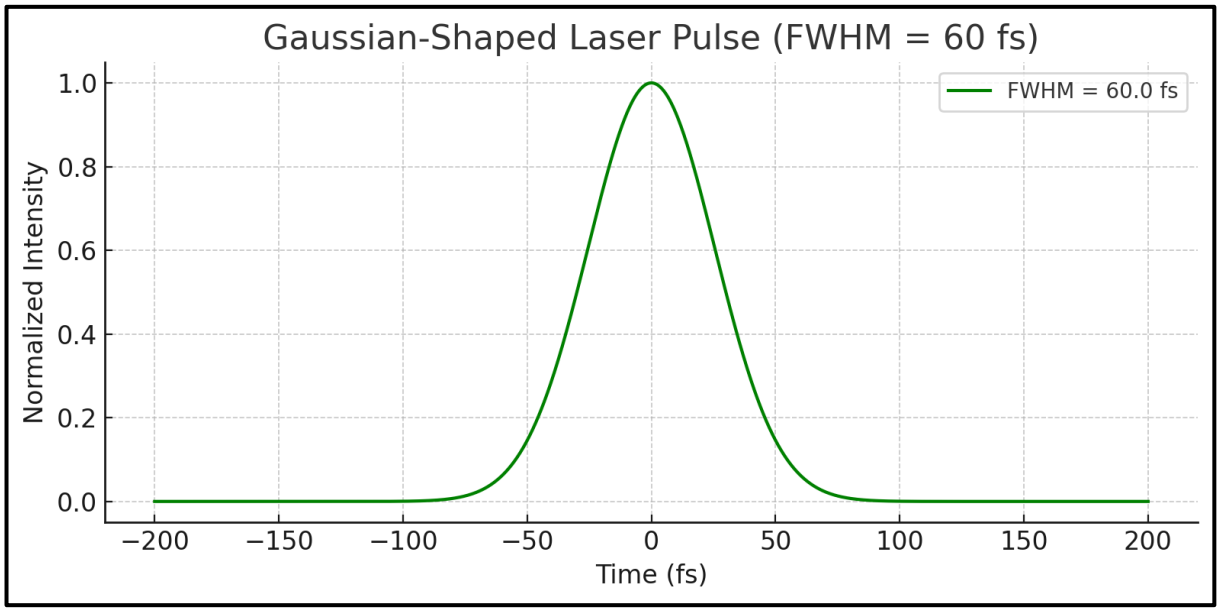
عند دراسة انتقال الحرارة في تركيب يتكون من طبقات متعددة مختلفة، فإن مقاومة الحدود الحرارية (TBR) تعد امراً بالغ الأهمية للتحكم في كفاءة التوصيل الحراري بين الطبقات المتعددة. عند الحد الفاصل بين اي مادتين مختلفتين لهما توصيلية حرارية متباينة، يكون هنالك مقاومة لانتقال الحرارة بسبب اختلاف الخواص الفيزيائية في المنطقة الفاصلة بينهما. لذا فإن إدراج مقاومة الحدود الحرارية (TBR) امرٌ ضروريٌ للحصول على نتائج دقيقة.

عند تسليط نبضة ليزر فائقة القصر في نطاق الفيمتوثانية على العينة المستخدمة في هذه الدراسة، فإن انتقال الحرارة عبر الطبقات لن يكون بنفس الكفاءة. والسبب في ذلك يعود لكون العينة مكونة من مواد مختلفة ذات خواص فيزيائية متباينة، كما موضح سابقاً في الجدول (3-1). وبسبب التفاوت الطفيف في قيمها، تم اعتماد قيمة ثابتة لمقاومة الحدود الحرارية (TBR) مقدارها $(2 \times 10^{-9}\ m^2K/W)$ عند الحدود فاصلة بين الطبقات المتجأورة في العينة[146، 149، 150].

5.5.3. المصدر الحراري Heat Source

تلعب نبضة الليزر دوراً أَساسياً في هذه الدراسة، إذ إنها تمثل المصدر الحراري الذي يعمل على تسخين العينة. وتم اعتماد الشكل الكاوسي (Gaussian shape) القياسي لنبضات الليزر المسلطة على العينة، كما موضح بالشكل (3-7). كما تم اعتماد طول موجي لليزر المستخدم مقداره (780nm) وبعرض نبضة لليزر (عرض كامل الحزمة عند منتصف القيمة العظمى (FWHM)) مقدارها (60fs)، وبمعدل تكرار نبضي لليزر (Repetition rate) مقداره (f=60 kHz). اما قطر بقعة الليزر، فقد تم اختيارها (120µm) بما يناسب القياسات الصناعية المعتمدة. كما استخدمت قدرة متوسطة لليزر (P_{avg}) مقدارها (30mW). وباعتماد ما سبق، يمكن حساب قدرة الذروة لليزر (P_{peak}) من خلال العلاقة:

$$P_{peak} = \frac{P_{avg}}{f_{rep} \times \tau_p} = P_{avg}(mW) \times 2.7778 \times 10^8. \quad (3.36)$$



الشكل (3-7): نبضة الليزر المعتمدة في هذا البحث ذات الشكل الكاوسي وبعرض حزمة (FWHM) مقداره(60fs).

الفصل الرابع

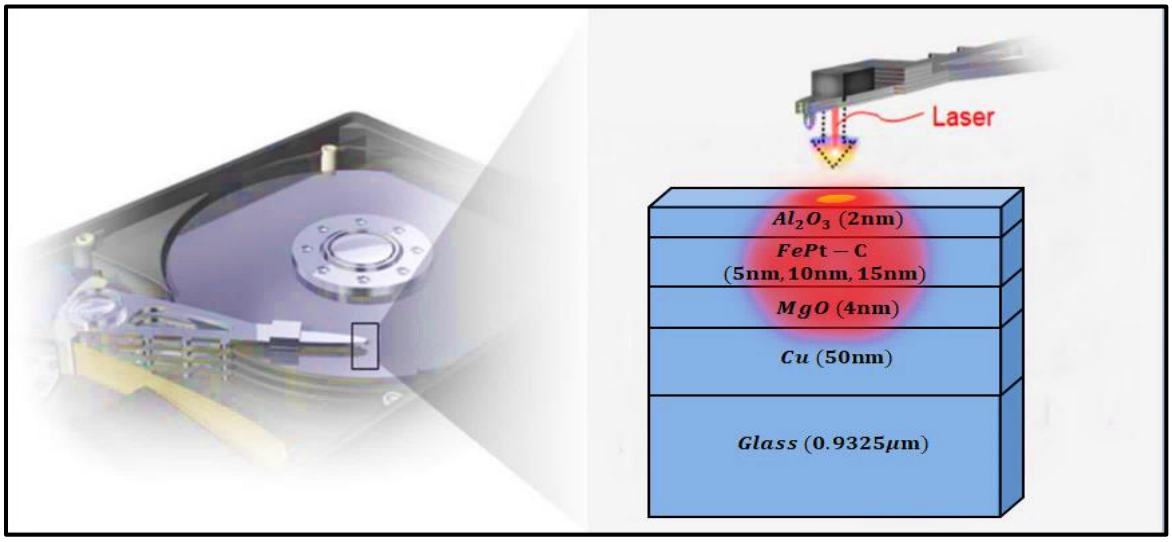
النتائج والمناقشة

1.4. المقدمة Introduction

في هذا الفصل، سيتم تقديم نتائج المحاكاة ومناقشتها. حيث سيتم استعراض النتائج المستحصلة لتغير درجة الحرارة وكذلك الانحدار الحراري بالنسبة لإعماق معينة وفترات زمنية محددة داخل العينة المثارة بنبضات ليزر الفيمتوثانية. إضافة إلى ذلك، سيتم استعراض النتائج المستحصلة لتأثير تغيير سمك الطبقة الفيرومغناطيسية على عملية انتقال الحرارة داخل العينة. كما سيتم مناقشة تأثير اعتماد أو عدم اعتماد قيمة مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في الحسابات على نتائج الدراسة.

2.4. نتائج عينات Al_2O_3/FePt-C/MgO/Cu/Glass

تعتمد النتائج في هذه العينات على قياس انتشار الحرارة في أزمنة وأسماك محددة داخل كل طبقة من طبقات العينة، إذ تحاكي هذه العينات وسيط التسجيل في محرك الأقراص الصلبة (HDD) المدعوم بتقنية التسجيل المغناطيسي بمساعدة الحرارة (HAMR)، حيث يتم تسليط نبضات ليزر فائقة السرعة في نطاق الفيمتوثانية على العينات في درجة حرارة الغرفة (300K)، كما يظهر في الشكل (4-1). وقد تم دراسة تأثير تغيير سمك الطبقة الفيرومغناطيسية على عملية انتقال الحرارة الناتجة عن نبضات الليزر فائقة السرعة داخل العينة، إذ تم إجراء ثلاث عمليات نمذجة مختلفة لدراسة التوزيع الحراري في ثلاث عينات ذات قياسات اسماك مختلفة (15nm, 10nm, 5nm) للطبقة الفيرومغناطيسية (FePt-C).

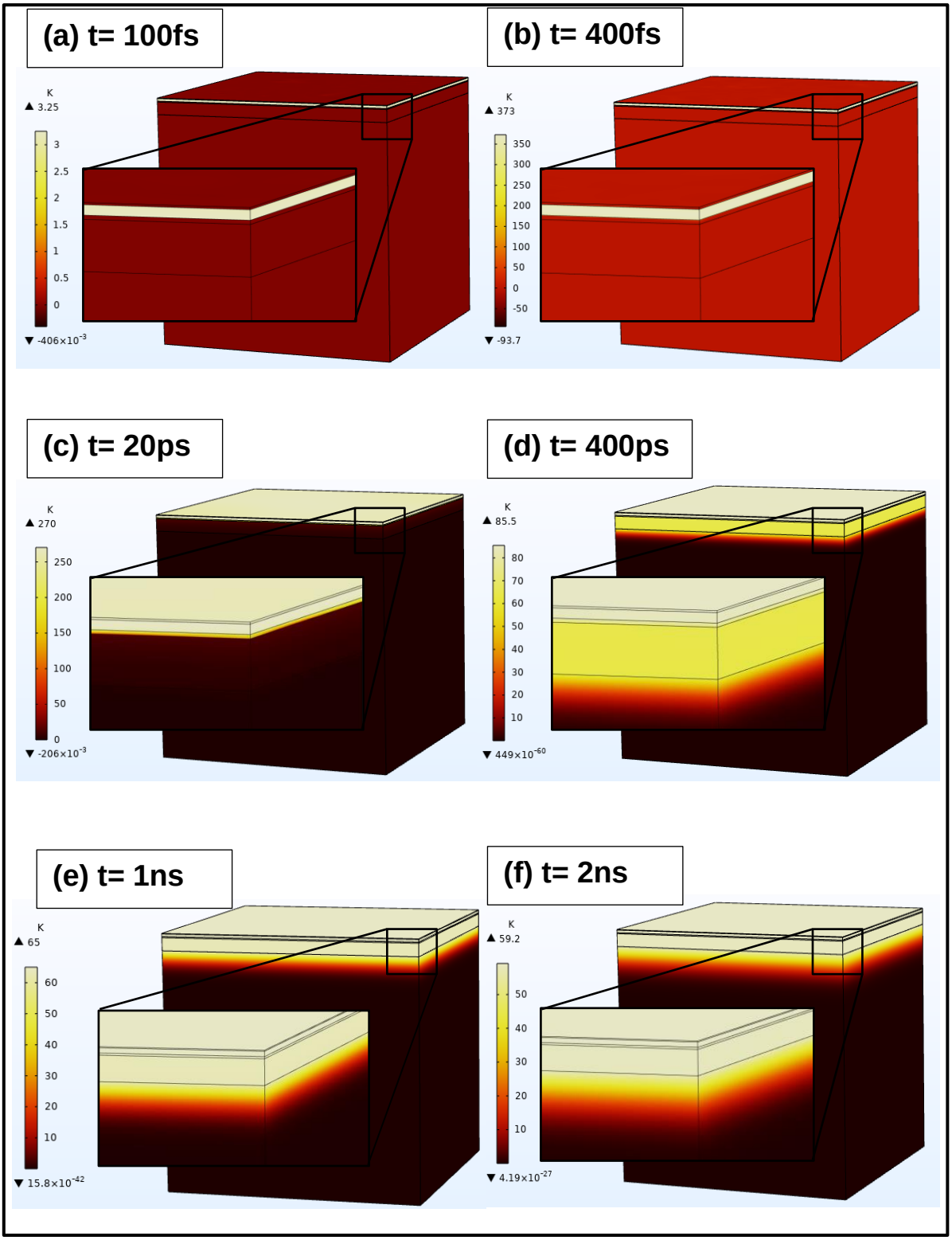


الشكل (4-1): رسم توضيحي لطبقات العينات الثلاث (Al_2O_3/FePt-C/MgO/Cu/Glass) التي تم إجراء النمذجة لها والمثارة بنبضات ليزر فائق السرعة، حيث اعتمدت ثلاثة أسماك مختلفة (15nm, 10nm, 5nm) للطبقة الفيرومغناطيسية (FePt-C) مع تثبيت أسماك بقية الطبقات.

1.2.4. النمذجة الأَولى: عينة ذات طبقة (FePt-C) بسمك (10nm)

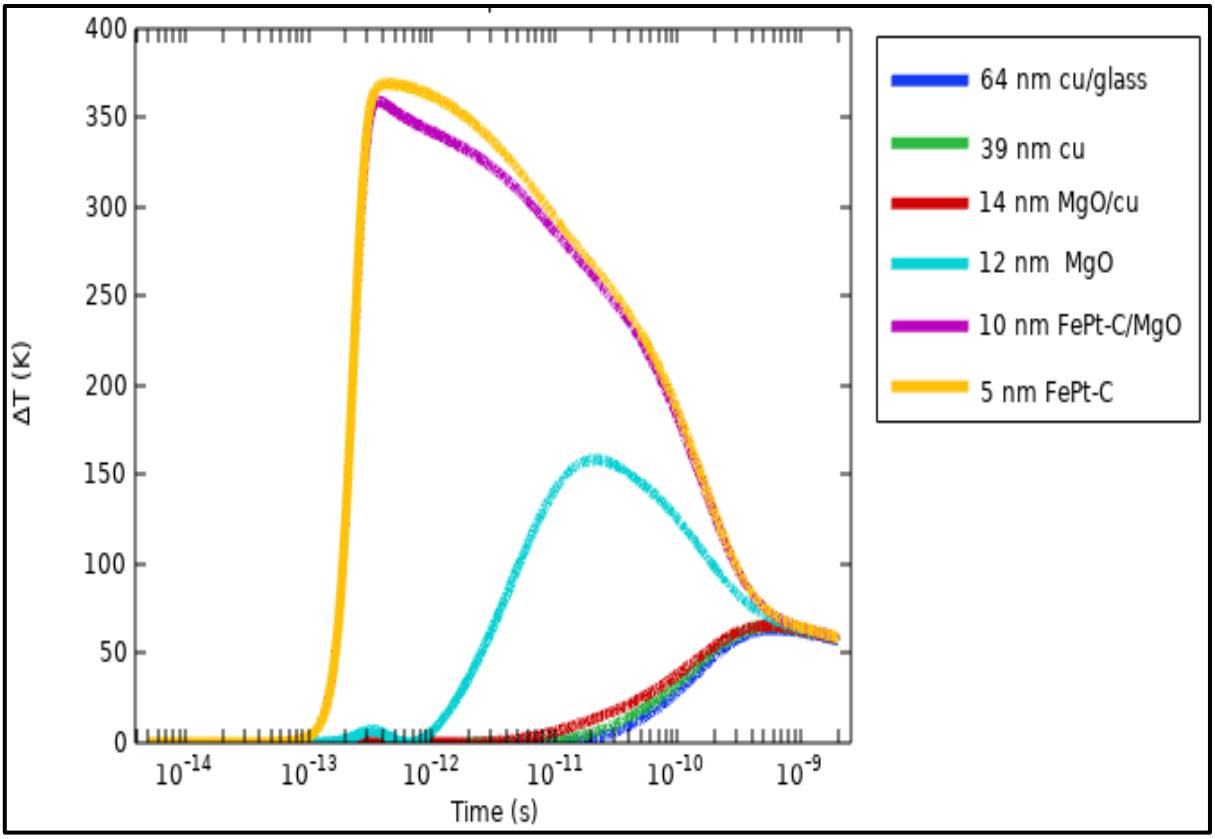
عند سقوط أَشعة الليزر على العينة، سوف تنفذ الأَشعة من طبقة (Al_2O_3) لكونها طبقة شفافة للضوء المستخدم[151]. بعد ذلك يتم امتصاصها بواسطة طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية التالية بسبب امتلاكها معامل توهين أَو معامل خمود (Extinction Coefficient) كبير. يظهر في الشكل (2-4) التدرج الحراري داخل العينة في أَزمنة مختلفة (2ns, 1ns, 400ps, 20ps, 400fs, 100fs) حيث تتمثل درجة الحرارة في المفتاح اللوني على يسار النموذج.

ويظهر عند زمن مقداره (100fs) من بدء اطلاق نبضة الليزر، حدوث تسخين طفيف في طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية، إذ إنَّ التغير في درجات الحرارة لا يتجاوز (3.25K) فقط، اما بقية الطبقات فهي غير متأثرة بالنبضة لحد الآن. وعند زمن مقداره (400fs) يلاحظ وصول مقدار الارتفاع في درجة الحرارة إلى قيمة عظمى مقدارها (370K) في طبقة (FePt-C)، اما بقية الطبقات فهي لا تظهر إلا تسخيناً طفيفاً. أَما عند الزمن (20ps) فتكون الحرارة قد انخفضت قليلا في في طبقة (FePt-C) بعد ان انتقل جزء من حرارتها إلى طبقة (MgO) التالية لها والتي تكون قد سخنت حينها ووصل التغير في درجة حرارتها إلى قيمة عظمى مقدارها حوالي (150K)، أَما بقية الطبقات فيلاحظ تقدم موجة التسخين فيها. وعند الزمن (400ps) فيلاحظ نزول التسخين من الطبقات العليا إلى السفلى وبدأ حصول تقارب في درجات الحرارة بين الطبقات. اما عند الزمن (1ns) فتكون الانظمة في الطبقات المختلفة قد وصلت إلى حالة من التوازن الحراري المخمد بشكل بطيء، وهو ما تم ملاحظته أَيضاً عند الزمن (2ns).



الشكل (2-4): التوزيع الحراري داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(10nm)/MgO/Cu/Glass) ممثلاً بطريقة الطيف اللوني لقيم درجات الحرارة والتي أُخذت عند أوقات زمنية مختلفة: (a) 100fs، (b) 400fs، (c) 20ps، (d) 400ps، (e) 1ns، (f) 2ns.

تظهر نمذجة درجات الحرارة الموضحة بالشكل (3-4) نتائج قياسات تغير درجة الحرارة كدالة للزمن عند أعماق محددة من العينة نتيجة للإثارة بواسطة نبضات ليزر الفيمتوثانية.



الشكل (3-4): تغير درجة الحرارة كدالة للزمن عند نقاط محددة في عمق العينة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(10nm)/MgO/Cu/Glass).

عند عمق (5nm) والذي يقع في منتصف طبقة (FePt-C)، يلاحظ في زمن مقداره (450fs) حصول ارتفاع حاد في درجة الحرارة بعد امتصاص الطبقة لأشعة الليزر حيث يصل مقدار التغير في درجة الحرارة في هذه المنطقة إلى ذروتها البالغة (370K)، أي إنَّ درجة حرارة هذه الطبقة تصل إلى (670K) وهي قيمة تتجاوز درجة حرارة كوري لمادة (FePt-C) والتي تبلغ حوالي (660K)[152]. تبقى درجة الحرارة قريبة من درجة حرارة كوري مدة زمنية مقدارها حوالي (2ps). في هذا الزمن تكتمل عملية الإزالة الفائقة للمغناطيسية في المنطقة المثارة، مما يوفر نافذة زمنية لتسليط مجال مغناطيسي لتسجيل البيانات عليها قبل أن تبرد.

أمَّا عند الحد الفاصل بين طبقتي FePt-C/MgO فقد أظهرت نتائج المحاكاة أنْ درجة الحرارة عند هذه المنطقة تصل إلى ذروتها في مدة زمنية مقدارها حوالي (400fs) حيث يصل مقدار

التغير في درجة الحرارة إلى حوالي (360K). إنَّ سبب بقاء درجة الحرارة مرتفعة في هذه المنطقة يعود لكون هذه المنطقة ذات العمق (10nm) تكون متأثرة بصورة مباشرة بالمصدر الحراري، وكذلك بسبب مقاومة الحدود الحرارية (TBR) بين الطبقتين والتي تعمل على ابطاء انتقل الحرارة إلى الطبقة التي تليها، اذ تعمل هذه الطبقة كحاجز تتجمع عنده الحرارة لفترة اطول مما يسمح بإكمال عملية تسجيل البيانات في الطبقة الفيرومغناطيسية.

وقد أَظهرت نتائج المحاكاة عند عمق (12nm)، وهي المنطقة الواقعة في منتصف طبقة MgO، حدوث تأخر زمني لوصول درجة الحرارة في هذه الطبقة إلى ذروتها. إذ يصل تغير درجة الحرارة إلى قيمته العظمى البالغ (160K) في زمن مقداره (20ps)، رغم أَنَّ سمك طبقة MgO صغير نسبياً (4nm). ويمكن أَن يعزى هذا التأخر الزمني في انتقال الحرارة إلى التوصيلية الحرارية المنخفضة لهذه الطبقة (مادة شبة موصلة)، وايضاً بسبب فجوة الطاقة الكبير في هذه المادة حيث تحتاج الالكترونات لفترة زمنية اطول للعبور من حزمة التكافؤ الى حزمة التوصيل. لذا فإن من الضروري وضع طبقة تعمل كمشتت حراري ذات توصيلية حرارية عالية اسفل هذه الطبقة مباشرة والتي تعمل على تسريب الحرارة منها؛ لأَنَّ بقاء الحرارة لفترات أَطول يؤثر على مغنطة الطبقة الفيرومغناطيسية. إنَّ السمك الصغير لهذه الطبقة مهم جداً لتجنب انتقال الحرارة غير المرغوب فيه بشكل عرضي، وذلك لكي لا تتأثر البتات (bits) المجاورة بهذه الحرارة.

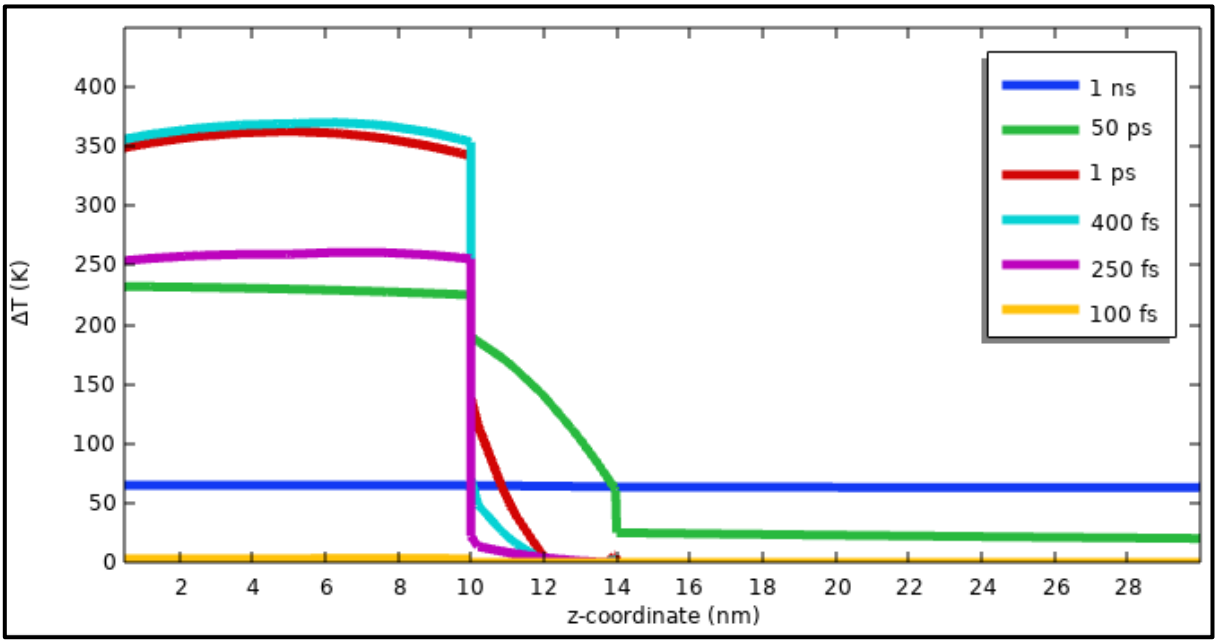
في المنطقة (14nm) من عمق العينة والتي تقع في الحد الفاصل بين طبقتي MgO/Cu يصل ذروة التغير في درجة الحرارة فيها إلى (65K) بعد زمن (500ps) من اطلاق نبضة الليزر. ويرجع التأخر الزمني الحاصل لوصول النبضة إلى هذه المنطقة إلى التوصيلية الحرارية المنخفضة لطبقة MgO، إضافة إلى تناقص التفاوت في درجات الحرارة بين هذه المنطقة والمحيط.

أَما في منطقة منتصف طبقة Cu والتي تقع على عمق (39nm) من العينة فإن ذروة التغير الحراري هنا يصل إلى (65K) في زمن (500ps) بعد الإثارة بنبضة الليزر، وهذا المقدار هو نفسه عند منطقة الحد الفاصل بين طبقتي MgO/Cu، الأَمر الذي يدل على حدوث انتقال سريع جداً للحرارة خلال طبقة (Cu) بسبب امتلاك النحاس معامل توصيل حراري مرتفع.

عند الحد الفاصل بين Cu/Glass والذي يقع على عمق (64nm)، يلاحظ وصول التغير في درجة الحرارة إلى ذروته البالغة (64K) في زمن مقداره (600ps). إنَّ التقارب في درجة الحرارة والزمن اللازم للتسخين بين هذه المنطقة والمنطقة السابقة لها، أَي طبقة Cu، يعود مرة أُخرى

إلى التوصيلية الحرارية العالية للنحاس، الأمر الذي يجعلها طبقة مشتتة تبعد الحرارة عن الطبقة الفيرومغناطيسية.

أما الشكل (4-4) فيظهر نتائج قياسات تغير درجات الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية مختلفة. إذ يمكن من خلال هذه القياسات التنبؤ بنوع التفاعل من التفاعلات الثلاثية المتبادلة ما بين الالكترون واللف المغزلي والشبيكة (Electron- Spin- Lattice Interactions) في كل طبقة من طبقات العينة اعتماداً على نموذج ثلاث درجات الحرارة (3TM).



الشكل (4-4): تغير درجة الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية محددة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(10nm)/MgO/Cu/Glass)، حيث تم اعتماد مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في الحسابات.

عند الزمن (100fs)، يلاحظ حدوث ارتفاع طفيف في درجة الحرارة في منطقة الطبقة الفيرومغناطيسية FePt-C والتي تقع في (10nm) الأُولى من المنحنيات، أما بقية الطبقات التي تليها فلا يحدث فيها تسخين مماثل. ويمكن تفسير ذلك بسبب وصول تأثير نبضة الليزر إلى هذه الطبقة دون سواها ومن ثم بدأ حصول تفاعل ما بين اشعاع نبضة الليزر والالكترونات في هذه الطبقة، حيث تمتص الالكترونات أغلب طاقة الفوتونات الضوئية بعملية غير حرارية، أي بدون أن يحصل تسخين واضح فيها ضمن تفاعلات فوتون-الكترون (Photon-Electron Interactions) إذ تنتج الكترونات متهيجة لا حرارية (Non-Thermal Electrons) عند مقياس زمني مقارب لزمن نبضة الليزر. ثم تبدأ الالكترونات اللاحرارية بعد ذلك بالتفاعل فيما بينها بمقياس زمني يزيد قليلاً عن زمن نبضة الليزر،

حيث يبدأ تسخين الالكترونات لبعضها البعض من خلال تفاعلات الكترون-الكترون (Electron-Electron Interactions) لذا تتغير درجة حرارة المادة الفيرومغناطيسية إلى ما يقارب (260K) خلال الفترة الزمنية (250fs).

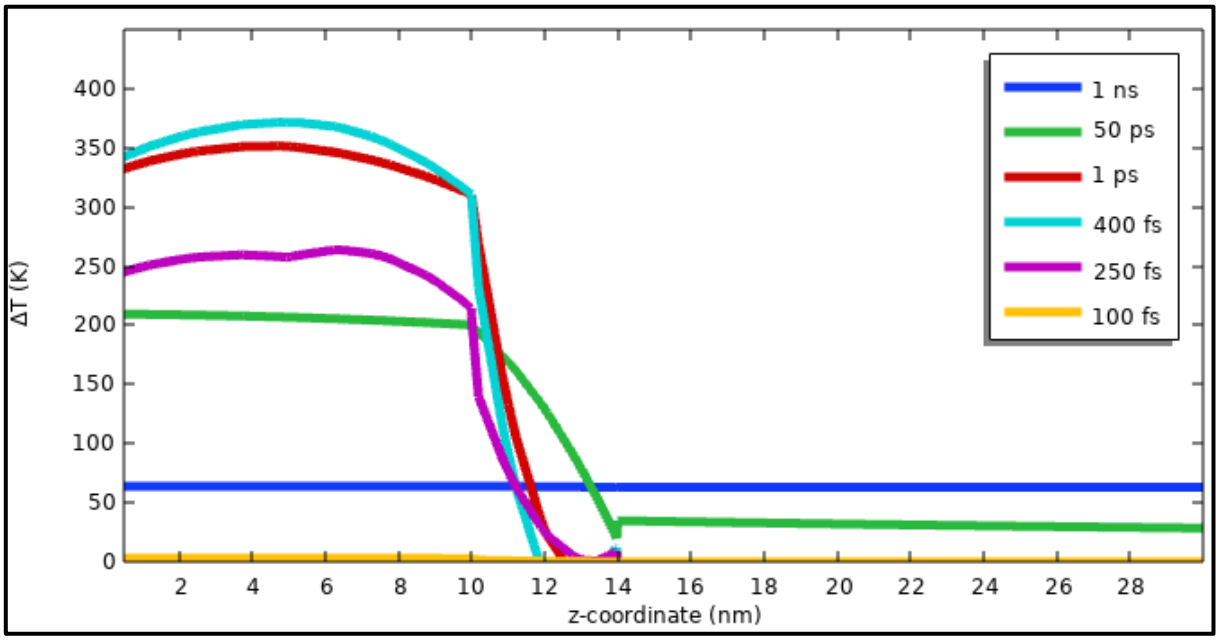
بعدها تقوم الالكترونات الساخنة بنقل جزء من طاقتها إلى اللف المغزلي عبر تفاعلات الكترون- لف مغزلي (Electron-Spin Interaction)، وكذلك جزء أَقل من طاقتها إلى الشبيكة عبر تفاعلات الكترون- شبيكة (Electron-Lattice Interaction)[153]. وتصل درجة الحرارة في المادة الفيرومغناطيسية إلى ذروتها في الفترة الزمنية (400fs) بسبب انتقال مقدار كبير من الطاقة من الالكترون إلى اللف المغزلي والشبيكة حيث يكون مقدار التغير في درجة الحرارة في هذه الفترة الزمنية حوالي(370K). خلال هذه المدة تبدأ عملية الإزالة الفائقة للمغناطيسية بالحدوث فعلاً[111، 154]. بنفس الوقت يلاحظ انخفاض درجات الحرارة بشكل حاد عند وصولها للحد الفاصل بين طبقتي FePt-C/MgO بسبب مقاومة الحدود الحرارية (TBR)، يليها ارتفاع طفيف لدرجة الحرارة في طبقة MgO بسبب انتقال الحرارة بواسطة الشبيكة.

يستمر هذا الارتفاع إلى درجات حرارة تزيد عن درجة حرارة كوري في الطبقة الفيرومغناطيسية إلى وقت يزيد عن (1ps)، حيث تبدأ الالكترونات والأَنظمة الأُخرى بالاستقرار فيها إلى حد كبير بعد نقلها للطاقة فيما بينها. بعد ذلك يلاحظ خسارة المادة الفيرومغناطيسية جزءاً كبيراً من الحرارة حيث تبدأ درجة حرارتها بالانخفاض التدريجي البطيء نسبياً مقارنة بفترة التسخين ويصل التغير الحراري فيها إلى ما يقارب (232K) فوق درجة حرارة الغرفة خلال (50ps). في هذه الفترة الزمنية تكون الحرارة قد انتقلت بوضوح إلى طبقة MgO حيث يحدث تسخين ملحوظ في طرفها المجأَور للطبقة الفيرومغناطيسية. من جهة اخرى، يلاحظ عدم احتفاظ طبقة MgO بحرارتها في طرفها الاخر بسبب تأثرها الواضح بطبقة Cu التي تليها والتي تعمل كمشتت حراري (Heat Sink). ويعود السبب في ذلك إلى الموصلية الحرارية العالية للنحاس، الأَمر الذي يتسبب بحدوث انحدار كبير في درجة حرارة الطبقة MgO. ويلاحظ عند الحد الفاصل بين طبقتي MgO/Cu حدوث انحدار حراري شديد عند الزمن (50ps) وذلك بسبب مقاومة الحدود الحرارية (TBR) والتي تعمل كحاجز حراري طبيعي يقلل من الانتقال الحراري ما بين الطبقات.

أَمَّا عند الزمن (1ns)، فيُلاحظ ثبات درجة الحرارة في جميع الطبقات عند درجة الحرارة قرابة (65k) اذ لا يلاحظ حدوث اي تدرج حراري ملحوظ في العينة بسبب تشتت موجة صدمة التسخين فائقة السرعة في العينة وحدوث حالة استقرار حراري بين الالكترونات والانظمة الاخرى.

وعادة تفقد اغلب الحرارة المتبقية وتصل درجة حرارة العينة إلى درجة مقاربة لدرجة حرارة الغرفة خلال فترة زمنية تقل عن (100ns).

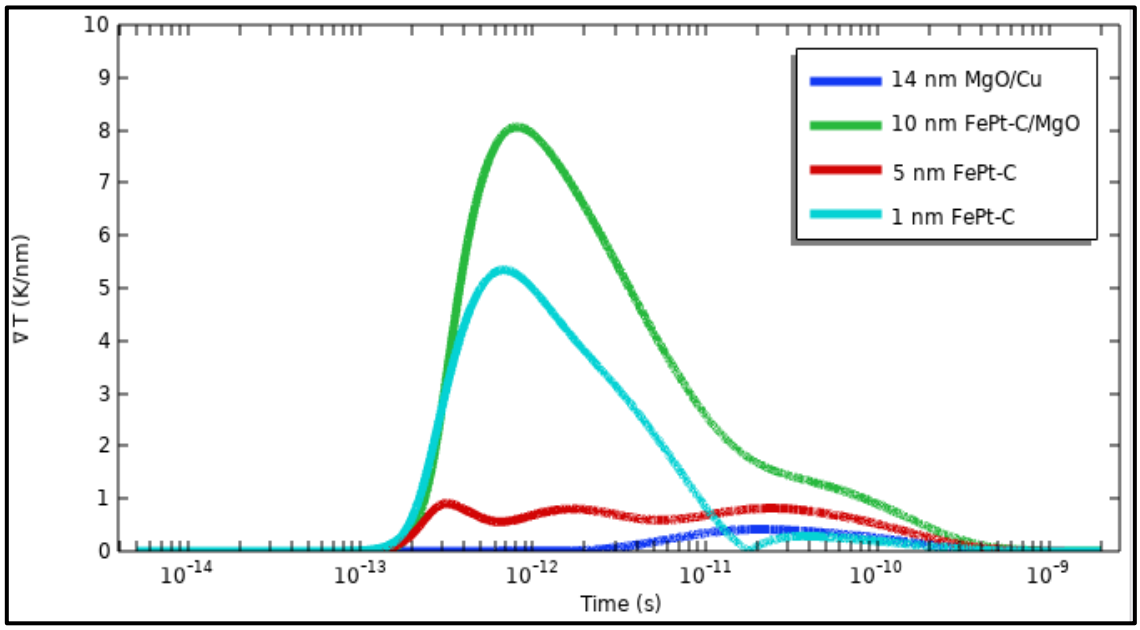
عند عدم اعتماد مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في الحسابات، فإن هذا يعني مرور الحرارة بشكل سلس بين الطبقات دون وجود عوائق اضافية، وهو ما تم ملاحظته في الشكل (4-5). حيث ان انتقال الحرارة يحدث بشكل سريع بين FePt-C/MgO والمؤثر الوحيد المتبقي لانتقال الحرارة ما بين الطبقات هو التفاوت ما بين الطبقات في الخواص الفيزيائية، كالتوصيلية الحرارية. بناءً على ذلك فإنه من الضروري الأخذ بنظر الاعتبار قيمة مقاومة الحدود الحرارية (TBR) بين الطبقات عند إجراء حسابات انتشار الحرارة بين الطبقات ذات الخواص الفيزيائية المختلفة.



الشكل (4-5): تغير درجة الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية محددة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(10nm)/MgO/Cu/Glass)، عند اهمال مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في النمذجة.

يبين الشكل (4-6)، التدرج الحراري (Temperature Gradient) كدالة للزمن في أعماق معينة من العينة. فعند عمق (1nm) من طبقة FePt-C الفيرومغناطيسية، تصل ذروة التدرج الحراري بشكل حاد إلى حوالي (5.3K/nm) بعد حوالي (680fs) تقريباً من بداية النبضة. ويحدث هذا الارتفاع السريع بدرجات الحرارة في هذه المنطقة، مقارنة بالمناطق الاعمق والتي تكون اقل تدرجاً، بسبب قربها من مصدر التسخين، الأمر الذي يتسبب بامتصاص جزء كبير من طاقة الليزر فتزداد درجة حرارتها بسرعة. بعد هذه الذروة، يحدث انخفاض سريع للتدرج الحراري يستمر إلى فترة

تصل إلى حوالي (20ps)، بسبب انتشار الحرارة داخل طبقة FePt-C ذات التوصيلية الحرارية الجيدة.



الشكل (4-6): التدرج الحراري (Temperature Gradient) كدالة للزمن داخل اعماق محددة من العينة (Al_2O_3/FePt-C(10nm)/MgO/Cu/Glass).

عند عمق (5nm) في طبقة FePt-C يلاحظ حدوث تدرج حراري أقل بكثير مما كان عليه في الطبقة السطحية، حيث تصل ذروته إلى قرابة (0.9K/nm) في حوالي (320fs). ويعود هذا الانخفاض في التدرج الحراري إلى انتشار الحرارة بشكل متجانس في هذه المنطقة بسبب موصليتها الحرارية الجيدة. ويلاحظ في هذا المنطقة تكون تذبذبات (Oscillations) مخمدة ممتدة وواضحة، يعزى حدوثها غالباً إلى تكون موجات صوتية سطحية SAW (Surface Acoustic Waves). يحدث هذا النوع من الموجات عند تعرض سطح الاغشية الرقيقة إلى نبضة ليزر فائقة القصر تسبب تسخين مفاجئ ينتج عنه تمدد حراري فائق السرعة في المنطقة المتأثرة، والذي يظهر على شكل اهتزازات فرط صوتية سطحية باتجاهات طولية (Longitudinal) أو قصية (Shear) أو خليط فيما بينهما. وتضمحل هذه الاهتزازات بعد انتشار الموجات في الشبيكة[155]. إضافة إلى ذلك، ممكن ان تساهم انعكاس الحرارة من الطبقة السفلى التي تلي الطبقة الفيرومغناطيسية في تكون هذه الذبذبات.

وعند منطقة الحد الفاصل بين طبقتي FePt-C/MgO، أي على عمق (10nm)، يلاحظ ارتفاع حاد في التدرج الحراري ويصل إلى حوالي 8.05K/nm في زمن مقداره (800fs)، ثم ينخفض بعدها تدريجياً ويضمحل خلال زمن مقداره حوالي (0.5ns). ويعود السبب في هذا التدرج الحراري الكبير في هذه المنطقة، مقارنة مع بقية الطبقات المدروسة، إلى الاختلاف الحراري الواسع ما

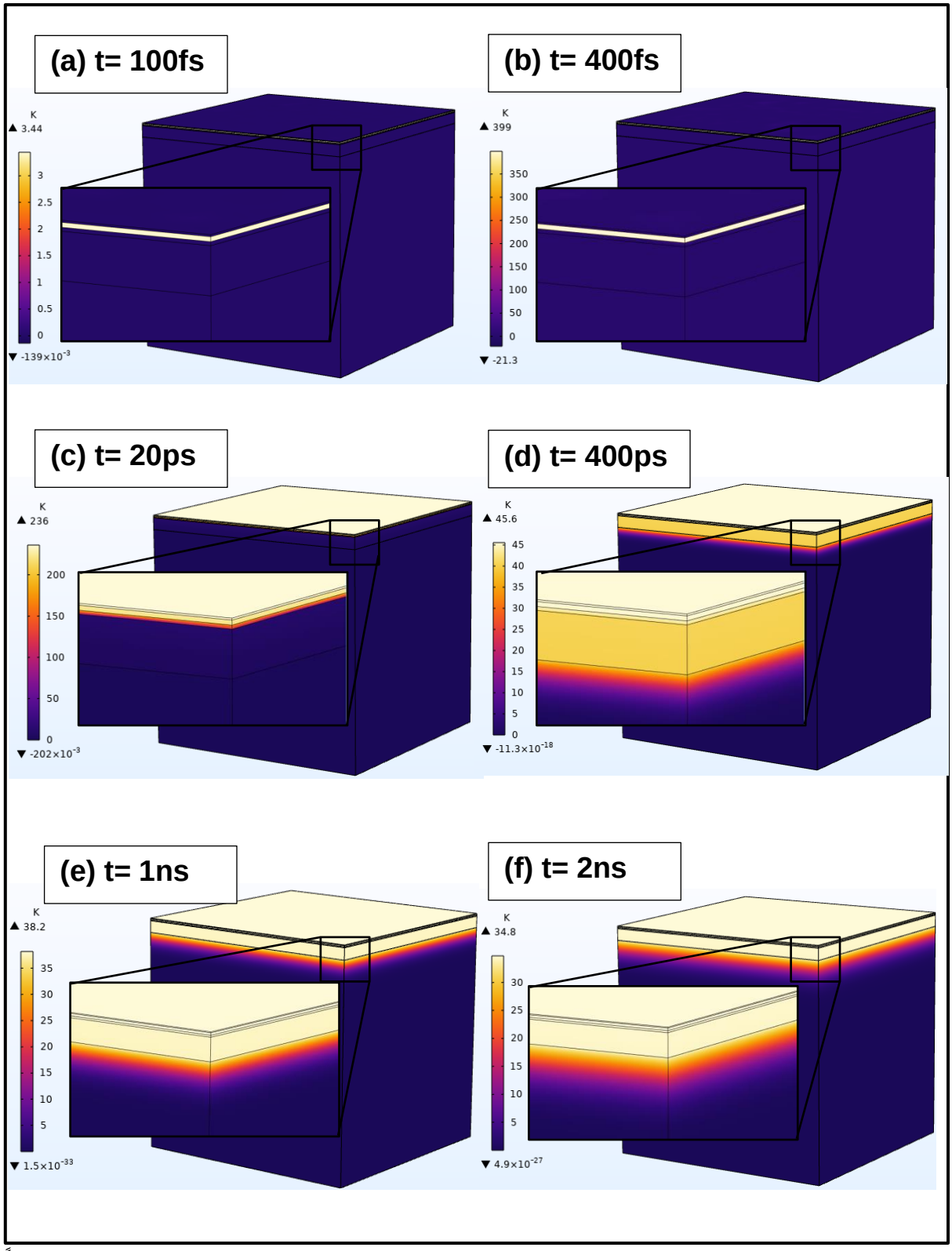
بين طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية ذات التوصيلية الحرارية الجيدة والتي تأثرت بالتسخين المباشر لليزر من جهة، وبين طبقة (MgO) ذات التوصيلية الحرارية القليلة والتي كانت باردة نسبياً من جهة أخرى. كما يمكن ان يعزى السبب في ذلك إلى وجود مقاومة الحدود الحرارية (TBR) بين هاتين الطبقتين، إذ إنَّ وجود هذه المقاومة يؤدي إلى زيادة في التدرج الحراري.

اما عند الحدود الفاصلة بين طبقتي (MgO/Cu)، فيكون التدرج الحراري منخفضاً جداً تقترب ذروته من (0.4K/nm) بفترة زمنية مقدارها حوالي (20ps). ويعود السبب في هذا الانخفاض إلى كمية الحرارة القليلة التي تصل إلى هذه المنطقة، وكذلك بسبب طبقة (Cu) ذات الموصلية الحرارية العالية، والتي تقلل من حدوث تباين كبير في درجات الحرارة.

2.2.4. النمذجة الثانية: عينة ذات طبقة (FePt-C) بسمك (5nm)

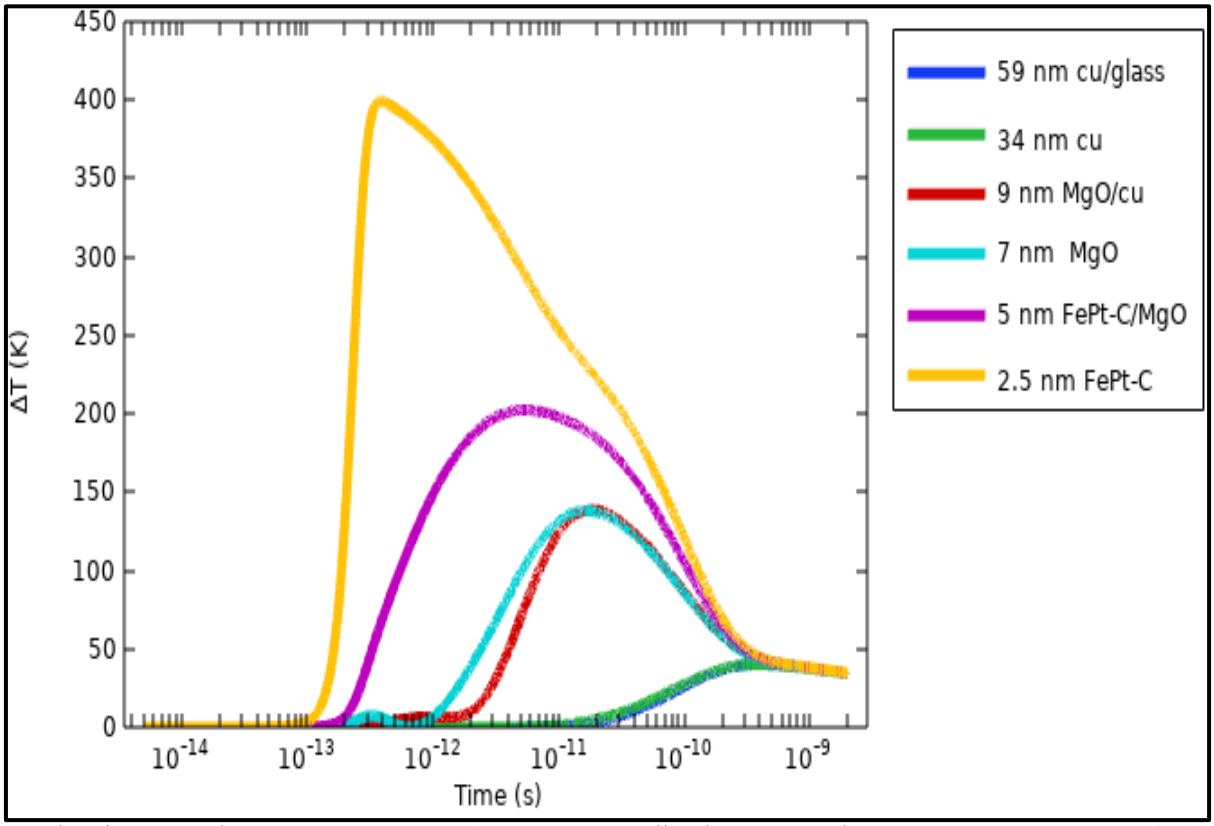
من المتوقع أَن يؤثر سمك الطبقة الفيرومغناطيسية على عمليتي التسخين والتبريد للعينة، لذا تم إجراء محاكاة اخرى لعينة مماثلة للعينة السابقة مع تقليل سمك الطبقة الفيرومغناطيسية (FePt-C) إلى القياس (5nm) وذلك لمعرفة ودراسة التأثيرات الناجمة عن هذا التغيير. يظهر في الشكل (7-4) التدرج الحراري داخل العينة في أَزمنة مختلفة (2ns, 1ns, 400ps, 20ps, 400fs, 100fs) حيث تتمثل درجة الحرارة في المفتاح اللوني على يسار النموذج.

وكما في النمذجة الأَولى، يظهر أَيضاً عند زمن مقداره (100fs) من بدء اطلاق نبضة الليزر، حدوث تسخين طفيف في طبقة الفيرومغناطيسية، إذ إنَّ التغيير في درجات الحرارة لا يتجاوز (3.44K) وهو أَعلى بمقدار ضئيل قدره (0.19K) مما هو عليه في العينة الأَولى ذات سمك الطبقة المغناطيسية (10nm)، اما بقية الطبقات فهي غير متأثرة بالنبضة لحد الان. ويلاحظ في زمن (400fs) من بعد إطلاق نبضة الليزر حصول تسخين كبير في طبقة (FePt-C) حيث يصل التغير في درجة الحرارة إلى ذروته والذي تبلغ (399K)، وهي أَعلى بحوالي (29K) مما هو عليه في العينة الأَولى، أَما بقية الطبقات فلا تظهر الا تسخيناً طفيفاً. وعند الزمن (20ps) من إطلاق النبضة الضوئية، يلاحظ انخفاض الحرارة في طبقة (FePt-C) بعد أَن انتقل جزء منها إلى طبقة MgO التالية لها الأَمر الذي يتسبب بزيادة حرارتها، ليصل التغير في درجة الحرارة فيها إلى ذروته والتي تبلغ حوالي (140K)، وهو أَقل بحوالي (10K) مما هو عليه في العينة الأَولى، أَما بقية الطبقات فيلاحظ تقدم الانتشار الحراري فيها. وكما في العينة الأَولى، يلاحظ عند الزمن (400ps) نزول التسخين من الطبقات العليا إلى السفلى وبدأ حصول تقارب في درجات الحرارة بين الطبقات، ومن ثم استقراره عند الزمن (1ns) وما بعده لوصول الطبقات إلى حالة التوازن الحراري المخمد بشكل بطيء.



الشكل (4-7): التوزيع الحراري داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(5nm)/MgO/Cu/Glass) ممثلاً بطريقة الطيف اللوني لقيم درجات الحرارة والتي اخذت عند أوقات زمنية مختلفة: (a) 100fs، (b) 400fs، (c) 20ps، (d) 400ps، (e) 1ns، (f) 2ns.

يظهر الشكل (4-8) نمذجة التغير بدرجات الحرارة كدالة للزمن عند أعماق محددة من العينة التي تم إثارتها بواسطة نبضة الليزر.



الشكل (4-8): تغير درجة الحرارة كدالة للزمن عند نقاط محددة في عمق العينة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(5nm)/MgO/Cu/Glass).

يلاحظ عند عمق (2.5nm) من العينة والتي تقع في منتصف طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية، حصول ارتفاع حاد في درجة الحرارة بعد امتصاص الطبقة لنبضة الليزر إذ يصل التغير في درجة الحرارة لذروته البالغة (399K) في هذه المنطقة في زمن مقداره (400fs)، اي ان درجة الحرارة في هذه الطبقة تصل إلى (699K)، أي أعلى من الذروة المسجلة في العينة الأُولى ذات سمك FePt-C(5nm)، وهذا المقدار يتجأوز درجة حرارة كوري لطبقة (FePt-C) البالغة حوالي (660K). وتبقى درجة الحرارة في هذه الطبقة قريبة من درجة حرارة كوري، حيث تكون عملية الإزالة الفائقة للمغناطيسية قد اكتملت في المنطقة المثارة، حتى مدة زمنية مقدارها (1.2ps) الأمر الذي يوفر فترة زمنية لتسليط مجال مغناطيسي لتسجيل البيانات عليها قبل ان تبرد اقل مما تم ايجاده في العينة الأولى. ويمكن ان يعزى الارتفاع في ذروة درجة الحرارة والانخفاض في فترته الزمنية إلى

السمك الرقيق لطبقة (FePt-C) والتي يسهل تسخينها بسبب خواصها المعدنية والتي بدورها تفسر أَيضاً سرعة فقدانها للحرارة إلى الطبقة التي تليها وعدم تراكم الحرارة فيها لفترة طويلة.

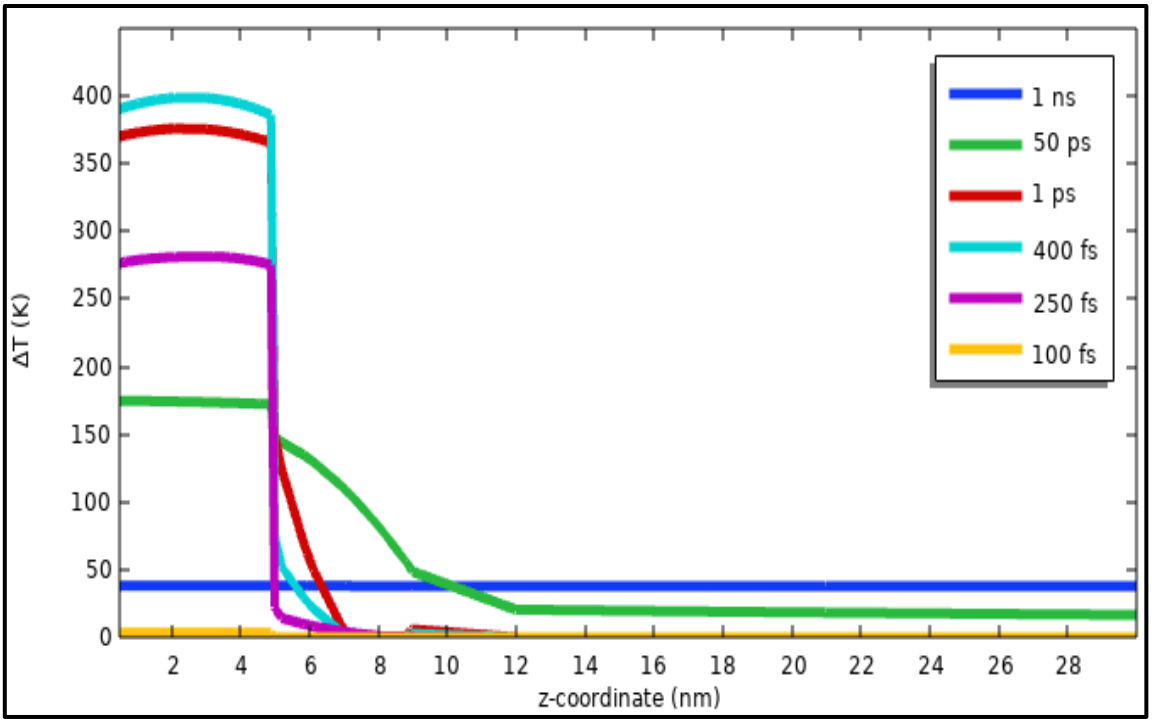
أَمَّا عند الحد الفاصل بين طبقتي (FePt-C/MgO) أَي على عمق (5nm)، فقد أَظهرت نتائج المحاكاة وصول التغير في درجة الحرارة إلى ذروته البالغة (203K)، وهي اقل مما في العينة الأُولى، في زمن قدره (5ps) بعد اطلاق نبضة الليزر وهو أعلى مما تم تسجيله في نفس الطبقة من العينة الأَولى. ويمكن تفسير الانخفاض في ذروة درجة الحرارة في هذه المنطقة مقارنة مع نفس المنطقة في العينة الأَولى إلى تناقص زمن التسخين الحراري القادم من الطبقة الفيرومغناطيسية ذات التوصيلية الحرارية العالية، أَما امتداد التسخين إلى فترة اطول في هذه المنطقة من العينة فممكن أَن يعزى إلى بروز تأثيرات معامل التوصيل الحراري القليل نسبياً لطبقة (MgO) المجاورة ذات السمك المقارب للطبقة الفيرومغناطيسية.

وفي منتصف طبقة (MgO) والتي تقع عند عمق (7nm) من العينة، يصل أَقصى تغير في درجة الحرارة إلى (138K) بعد فترة قدرها (16ps) من الإثارة البصرية، وهو أَقل مما تم ملاحظته في نفس المنطقة من العينة الأَولى بسبب تناقص المد الحراري القادم من الحد الفاصل ما بين طبقتي (FePt-C/MgO).

أَمَّا في الحد الفاصل بين طبقتي (MgO/Cu) والذي يقع على عمق (9nm) فإنَّه بسبب تأثيرات مقاومة الحدود الحرارية (TBR) تتراكم الحرارة في هذه المنطقة ليصل التغير في درجة الحرارة فيها إلى (140K)، أَي أَعلى مما هو عليه الأَمر في العينة الأَولى، وذلك في زمن قدره (20ps) والذي يقل كثيرا عن تلك الفترة في العينة الأَولى والتي بلغت (500ps).

بعدها يلاحظ تسرب الحرارة خلال طبقة المشتت الحراري (Cu) حيث تصل ذروة التغير في درجات الحرارة عند عمق (34nm)، اي في منتصف طبقة (Cu)، إلى (40K) في زمن يقدر بحوالي (400ps) من زمن اطلاق النبضة الحرارية، اي ترتفع إلى حرارة اقل ولمدة اقل قليلا مقارنة بنفس المنطقة من العينة الأَولى. اما عند الحد الفاصل بين طبقتي (Cu/Glass) اي على عمق (59nm) فيبقى مقداري التغير في درجة الحرارة وفترته الزمنية نفسهما بسبب الموصلية الحرارية الكبيرة لمادة Cu.

ويظهر الشكل (4-9) نتائج قياسات تغير درجات الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية مختلفة والتي يمكن مناقشتها بطريقة مماثلة لما في العينة الأَولى.

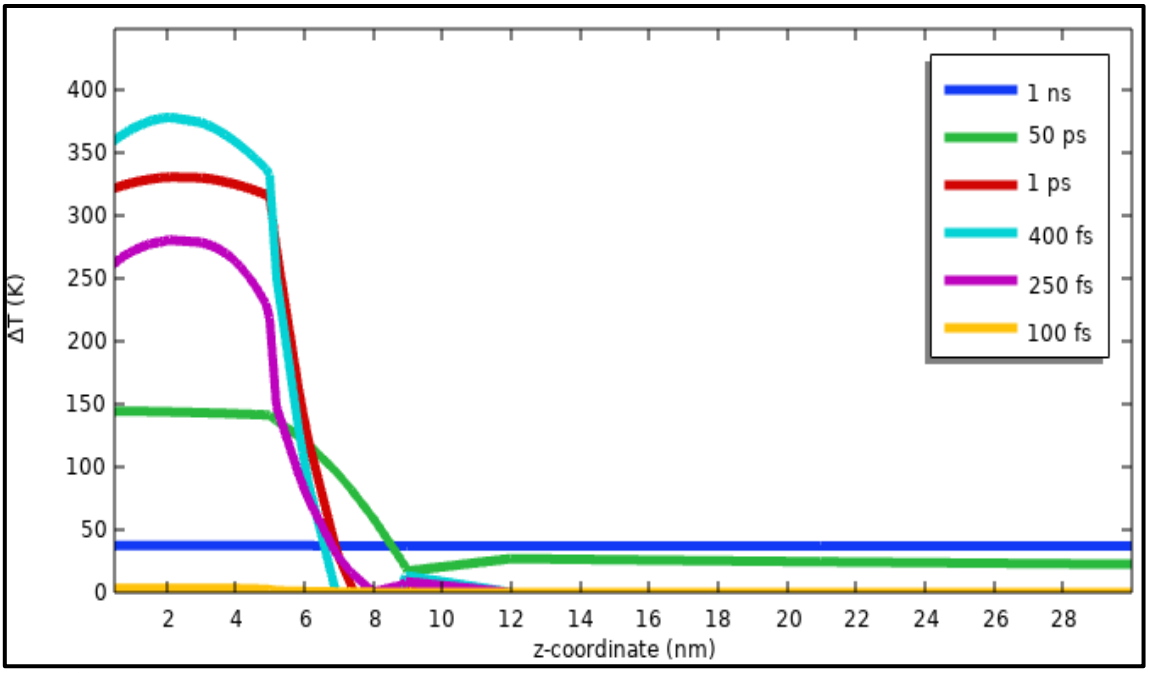


الشكل (4-9): تغير درجة الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية محددة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(5nm)/MgO/Cu/Glass)، حيث تم اعتماد مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في الحسابات.

في الفترة الزمنية (100fs) بعد إثارة العينة بصرياً يلاحظ حدوث ارتفاع طفيف في درجة حرارة طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية فقط، حيث تمتص الالكترونات طاقة فوتونات الليزر من خلال تفاعلات فوتون-الكترون (Photon-Electron Interactions) والتي تنتج الكترونات متهيجة لا حرارية. وفي زمن مقداره (250fs) يزداد التغيير في درجة حرارة الطبقة الفيرومغناطيسية بشكل مضطرد ليصل إلى (281K)، وذلك بسبب بدأ انتقال الطاقة بشكل حراري ما بين الالكترونات بتفاعلات الكترون- الكترون (Electron-Electron Interactions). بعد ذلك تنقل الالكترونات الساخنة جزء من طاقتها إلى اللف المغزلي عبر تفاعلات الكترون- لف مغزلي (Electron-Spin Interaction)، وكذلك جزء أصغر من طاقتها إلى الشبيكة عبر تفاعلات الكترون- شبيكة (Electron-Lattice Interaction)[153]، حيث يصل التغير في درجة الحرارة إلى ذروته (399K) في زمن (400fs)، وتبقى درجة الحرارة مرتفعة تفوق درجة حرارة كوري للمادة لفترة زمنية تصل إلى (1.2ps)، وهي فترة حدوث عملية الإزالة الفائقة للمغنطة من الطبقة الفيرومغناطيسية. بعد ذلك تميل الانظمة الثلاثية (الالكترون، اللف المغزلي، الشبيكة) إلى توزيع حرارتها فيما بينها للوصول إلى استقرار حراري، لذا تنخفض درجة حرارة الطبقة الفيرومغناطيسية إلى (175K) فوق درجة حرارة الغرفة بعد حوالي (50ps) من إطلاق النبضة الضوئية. وهنا تلعب

مقاومة الحدود الحرارية (TBR) دوراً كبيراً، إذ إنَّها تسبب انحدار كبير للحرارة عند الحد الفاصل بين بين طبقتي FePt-C/MgO.

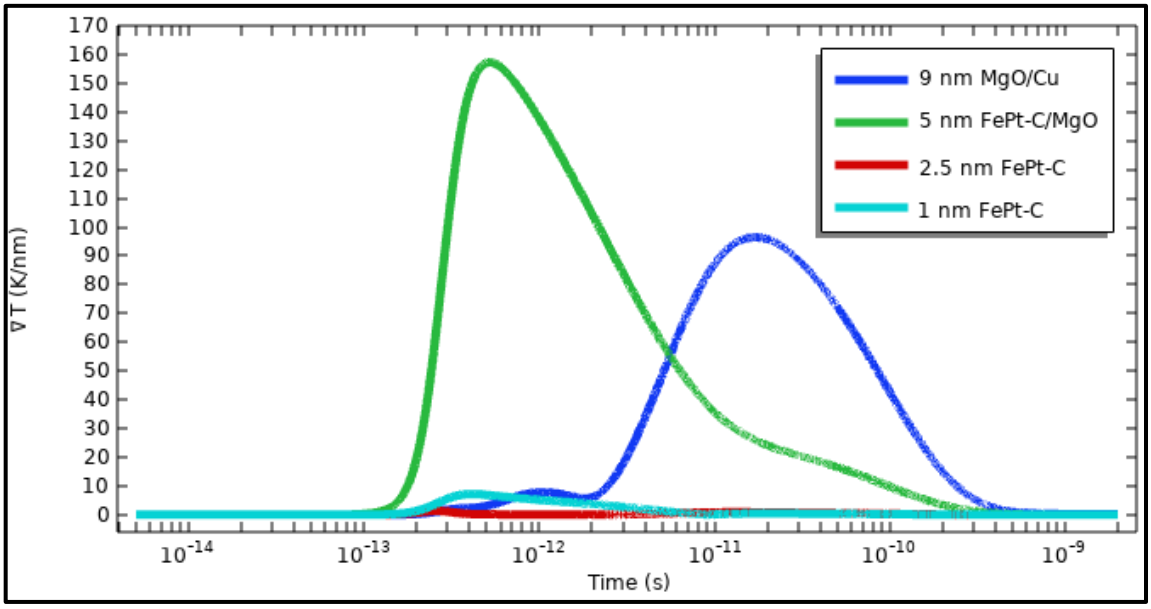
وعند إهمال إدراج مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في الحسابات، يلاحظ مرور الحرارة بين الطبقات المختلفة بشكل اكثر سلاسة، وكما موضح في الشكل (4-10).



الشكل (4-10): تغير درجة الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية محددة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(5nm)/MgO/Cu/Glass)، عند اهمال مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في النمذجة.

ويوضح الشكل (4-11) التدرج الحراري (Temperature Gradient) كدالة للزمن في اعماق معينة من العينة. فعند عمق (1nm) من طبقة (FePt-C) تصل ذروة التدرج الحراري إلى (7K/nm) بعد حوالي (400fs) من بداية نبضة الإثارة، وهو تدرج حراري يفوق لكن بشكل مقارب لما تم ملاحظته في العينة الأولى ذات الطبقة الفيرومغناطيسية FePt-C(10nm) وبفترة زمنية أقصر منها. ويمكن تفسير ذلك إلى التأثر المباشر لهذه المنطقة بنبضة الليزر كونها تقع ضمن نطاق عمق الجلد (Skin Depth) لنبضة الليزر، إضافة إلى قلة سمك هذه الطبقة الموصلة حرارياً في هذه العينة مقارنة بالعينة الأولى، الأمر الذي يجعل تفاعلاتها الحرارية اكثر سرعة. بعد ذلك يحدث انخفاض سريع في التدرج الحراري يستمر إلى فترة تصل إلى حوالي (10ps) وهي أقل مما تم تسجيله في العينة الأولى بسبب قلة سمك هذه الطبقة ذات التوصيلية العالية الجيدة.

وعند عمق (2.5nm) أَي في منتصف طبقة (FePt-C) يلاحظ تدرج حراري أَقل من المنطقة السابقة حيث تصل ذروته إلى (1.5K/nm) في زمن (260fs)، يرجع السبب في ذلك إلى إن الحرارة تنتشر بشكل متجانس في الطبقة الفيرومغناطيسية بسبب توصيليتها الحرارية الجيدة.



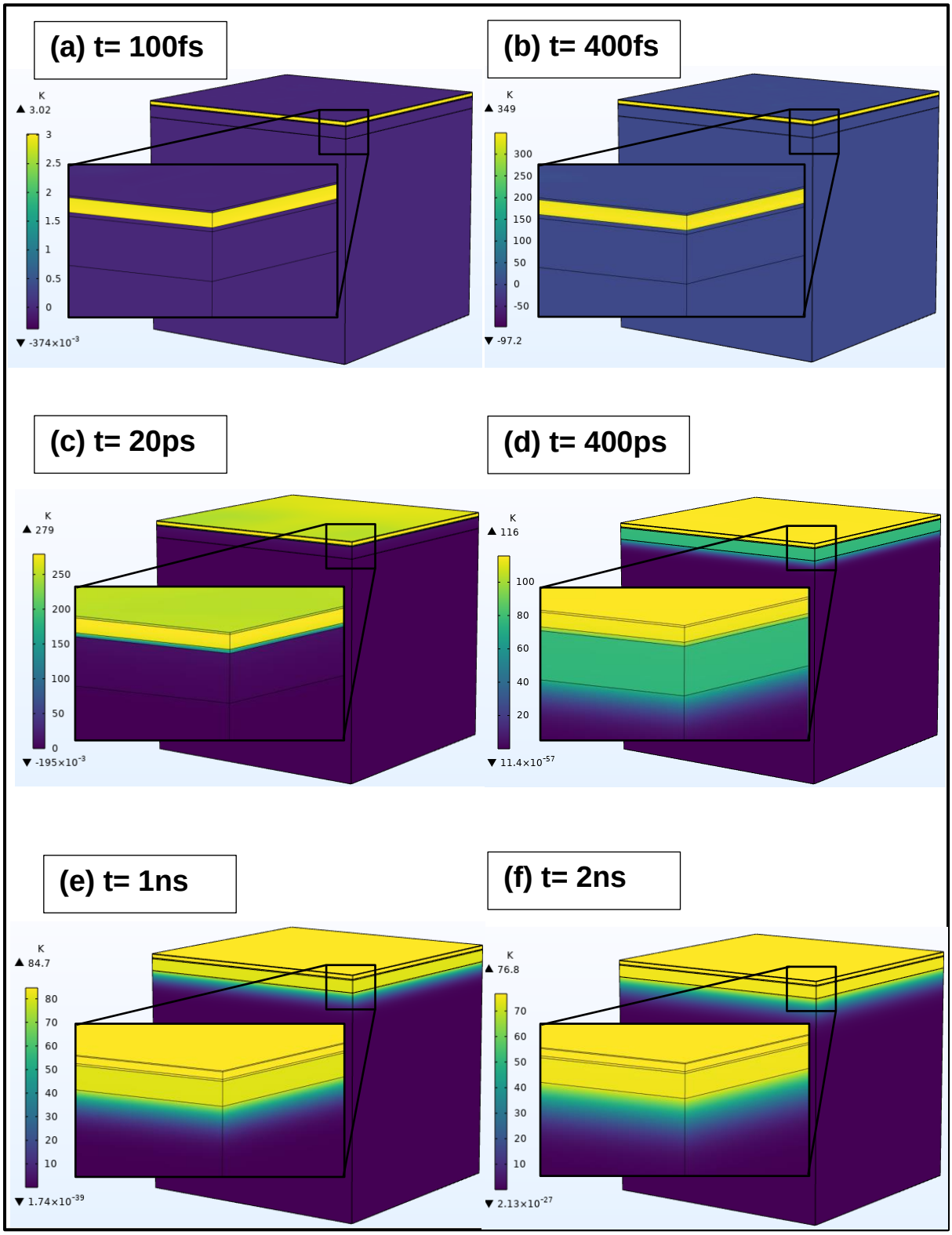
الشكل (4-11): التدرج الحراري (Temperature Gradient) كدالة للزمن داخل اعماق محددة من العينة (Al_2O_3/FePt-C(5nm)/MgO/Cu/Glass).

وعند منطقة الحد الفاصل بين طبقتي (FePt-C/MgO) أَي عند عمق (5nm) يرتفع التدرج الحراري ارتفاعاً حاداً بحيث تصل ذروته إلى (157K/nm) في مدة زمنية قدرها (530fs) ثم يليه انخفاضاً تدريجياً إلى أَن يضمحل في زمن (0.4ns). ويمكن أَنْ يعزى السبب في هذا التدرج الحراري الكبير وسرعته في هذه الطبقة من العينة الثانية مقارنة لما سجل في العينة الأَولى إلى وصول تأثير نبضة الليزر المباشر إلى هذه المنطقة، إضافة إلى احتجازها للحرارة بسبب مقاومتها الحرارية الحدودية التي تعمل على حجز الحرارة فيها. اما عند الحد الفاصل بين طبقتي (MgO/Cu) فيشهد ارتفاعاً في التدرج الحراري يصل إلى (96.5K/nm) في زمن قدره (17ps) ثم ينخفض إلى الصفر بعد مدة (1ns). ويعود هذا الارتفاع الكبير والمتأخر في نفس الوقت للتدرج الحراري في هذه المنطقة من العينة الثانية مقارنة بالعينة الأَولى إلى وصول ارتدادات الموجة حرارية الكبيرة التي حدثت عند منطقة الحد الفاصل بين طبقتي (FePt-C/MgO).

3.2.4. النمذجة الثالثة: عينة ذات طبقة (FePt-C) بسمك (15nm)

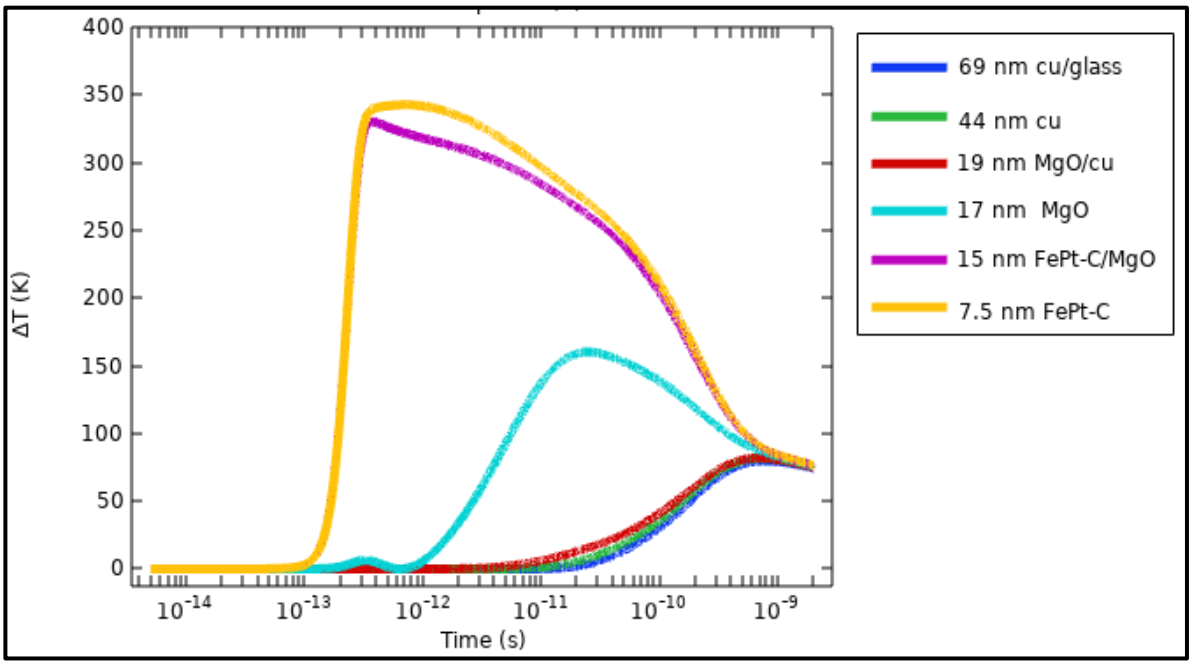
إكمالاً لأسلوب مراقبة تأثير سمك الطبقة الفيرومغناطيسية على عمليتي التسخين والتبريد في عينة ذات اغشية نانوية متعددة الطبقات مثارة بنبضة ليزر الفيمتوثانية، تم إجراء محاكاة ثالثة لعينة مماثلة للعينتين السابقتين مع زيادة سمك الطبقة الفيرومغناطيسية (FePt-C) إلى (15nm) وذلك لمعرفة ودراسة الاداء الحراري الناجم عن هذه الزيادة في السمك. يظهر الشكل (4-12) الطيف اللوني لتوغل الحرارة داخل العينة في أَزمنة مختلفة (2ns, 1ns, 400ps, 20ps, 400fs, 100fs) حيث تتمثل درجة الحرارة في المفتاح اللوني على يسار النموذج.

وكما في النمذجتين الأولى والثانية، يلاحظ ايضاً عند زمن مقداره (100fs) من بدء الإثارة البصرية، حدوث تسخين طفيف جداً في الطبقة الفيرومغناطيسية فقط من العينة، إذ إنَّ التغير في درجات الحرارة لا يتجاوز (3.02K) وهو اقل من العينتين السابقتين اللتان لهما سمك طبقة (FePt-C) اقل. وبعد (400fs) ترتفع درجة الحرارة في طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية إلى ذروتها البالغة (349K)، وهي أَقل مَّرة أُخرى مما لوحظ سابقا في العينتين ذوات السمك الأَصغر لهذه الطبقة، وخلال هذه الفترة لا تظهر بقية الطبقات الا تسخيناً طفيفاً. وعند الزمن (20ps)، يلاحظ انخفاض كمية الحرارة في طبقة (FePt-C) بعد ان انتقل جزء منها إلى طبقة MgO التالية لها الأَمر الذي يتسبب بزيادة حرارتها ليصل التغير في درجة الحرارة فيها إلى ذروته والتي تبلغ حوالي (160K)، وهو أَعلى مما هو عليه في العينتين السابقتين، اما بقية الطبقات فيلاحظ تقدم الانتشار الحراري فيها. وكما في العينتين الأخريين، يلاحظ عند الزمن (400ps) نزول التسخين من الطبقات العليا إلى السفلى وبدأ حصول تقارب في درجات الحرارة بين الطبقات، ومن ثم استقراره عند الزمن (1ns) وما بعده لوصول الطبقات إلى حالة التوازن الحراري المخمد بشكل بطيء.



الشكل (4-12): التوزيع الحراري داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(15nm)/MgO/Cu/Glass) ممثلاً بطريقة الطيف اللوني لقيم درجات الحرارة والتي اخذت عند أوقات زمنية مختلفة: (a) 100fs، (b) 400fs، (c) 20ps، (d) 400ps، (e) 1ns، (f) 2ns.

يظهر الشكل (4-13) نتائج نمذجة حساب تغير درجة الحرارة كدالة للزمن عند أعماق محددة داخل العينة نتيجة للإثارة بواسطة نبضات ليزر الفيمتوثانية.



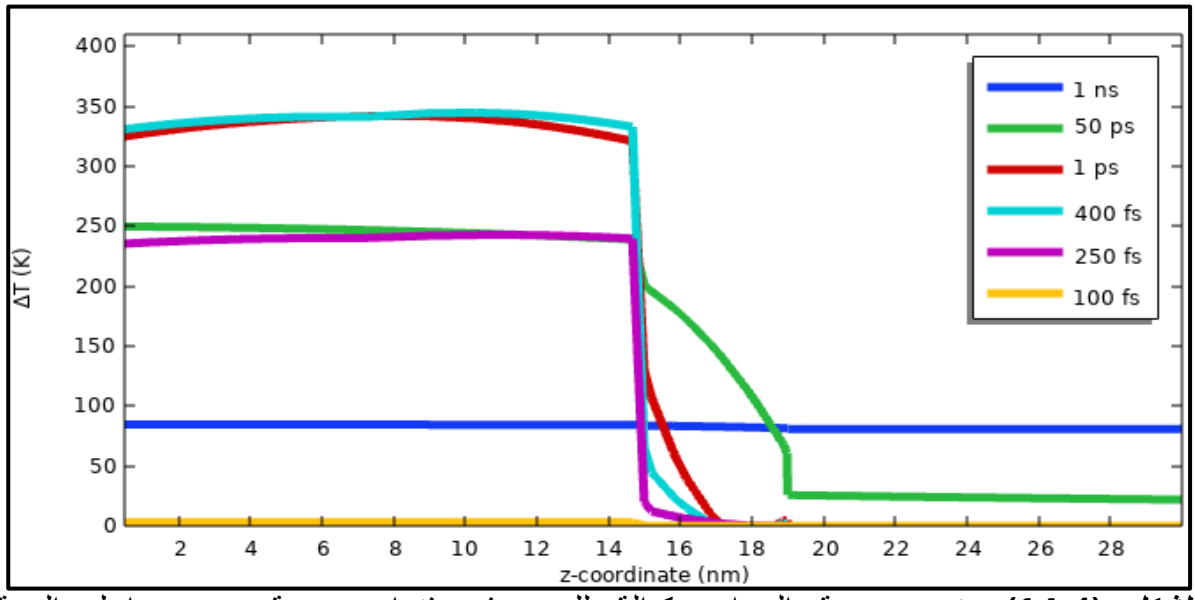
الشكل (4-13): تغير درجة الحرارة كدالة للزمن عند نقاط محددة في عمق العينة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(15nm)/MgO/Cu/Glass).

عند العمق (7.5nm) اي في منتصف طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية، يلاحظ حصول ارتفاع حاد في درجة الحرارة حيث يصل التغير الحراري إلى ذروته البالغة (343K) بعد (700fs) من بدء نبضة الليزر، وهو أقل مما هو عليه الحال في العينتين السابقتين واللتين لهما سمك أقل لطبقة (FePt-C)، حيث تصل درجة الحرارة هذه المنطقة إلى (643K) وهي قيمة أقل من درجة حرارة كوري لمادة (FePt-C) والتي تبلغ (660K). وهذه الحرارة ليست كافية للقيام بعملية إزالة فائقة كاملة للمغناطيسية من هذه المنطقة، لكنها كافية لتقليل متجه المغنطة إلى حد ادنى يمكن بعض انواع رؤوس القراءة/الكتابة (Read/Writing Heads) المسؤولة عن تسجيل البيانات الرقمية في الأقراص الصلبة من تسجيل البيانات على هذه البقعة. إنَّ مثل هكذا تقنية معتمدة على إزالة جزئية للمغناطيسية تنتج مناطق تخزين (بتات bits) ذات حجم اكبر مما هو عليه الحال لو كانت عملية إزالة المغناطيسية كاملة وليست جزئية، وبالتالي فان الكثافة المساحية لتخزين البيانات في مثل هكذا أوساط تسجيل ستكون اقل من نظيراتها التي تعتمد على إزالة كاملة للمغنطة. لذا لا يعد سمك الطبقة FePt-C(15nm) مناسباً لتطوير اقراص تخزين عالية الكثافة المساحية. ومع هذا، لايزال هذا السمك نافعاً في تطوير نفس الأقراص المستخدمة الان لتجعلها اكثر سرعة في التخزين وبنفس كثافة التخزين المساحية الحالية،

الأمر الذي يعد انجاز بحد ذاته. وتبقى الحرارة في الطبقة الفيرومغناطيسية مقاربة إلى درجة حرارة كوري لفترة تصل إلى (2.7ps) حيث تبدأ بعدها الحرارة بالانخفاض تدريجياً.

أمَّا عند باقي طبقات هذه العينة والحدود الفاصلة فيما بينها، فيلاحظ عموماً أنها تسلك سلوكاً حرارياً مقارباً إلى حد كبير مع ما تم ملاحظته في العينة ذات الطبقة (FePt-C(10nm، مع اختلافات بسيطة في القيم العظمى لدرجات الحرارة، وامتداد الحرارة في الشبيكة لفترة أطول في هذه العينة. ويمكن تفسير امتداد الحرارة هنا لفترة أطول إلى أنَّ العينة الحالية لها سمك طبقة فيرومغناطيسية اكبر مما في العينتين السابقتين، الأمر الذي يجعل سعتها الحرارية أكبر من الأخريين، وذلك لزيادة الكتلة الممتصة للإشعاع فيها، وهو ما يمكن ملاحظته من كبر المساحة تحت المنحني لطبقة (FePt-C) في هذه العينة مقارنة مع العينتين السابقتين والذي يعطي مؤشراً مباشراً لمدى الطاقة الممتصة في هذه الطبقة.

ويظهر الشكل (4-14) نتائج قياسات تغير درجات الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية مختلفة والتي يمكن مناقشتها بطريقة مماثلة لما في العينتين السابقتين.

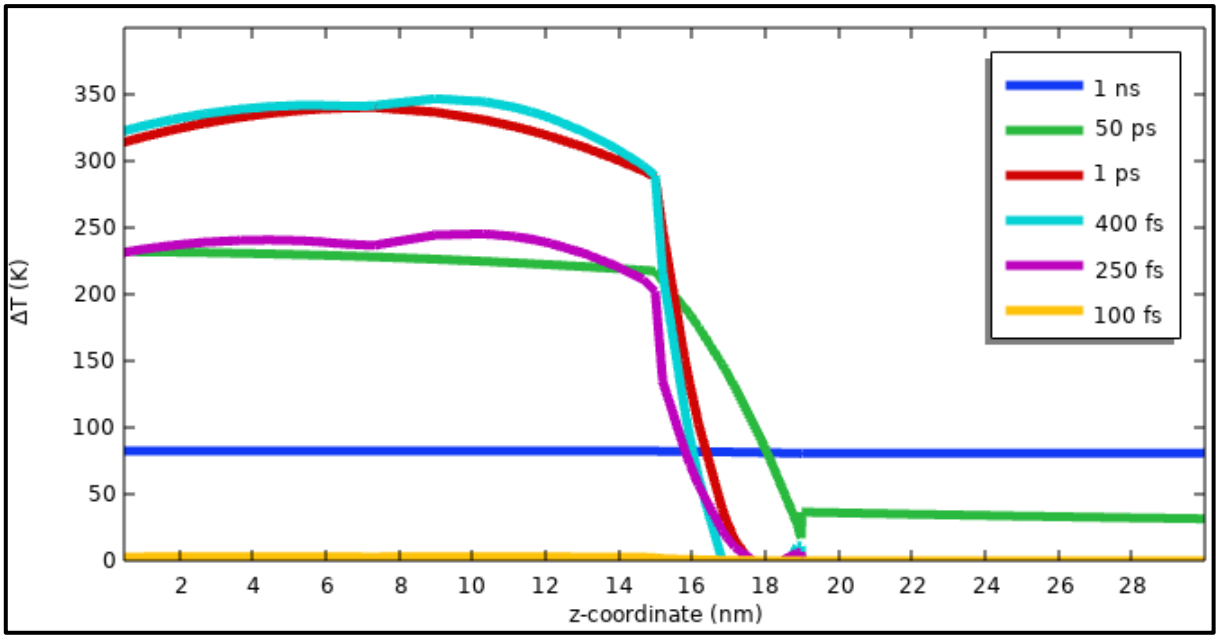


الشكل (4-14): تغير درجة الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية محددة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(15nm)/MgO/Cu/Glass)، حيث تم اعتماد مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في الحسابات.

ويمكن التركيز على الظواهر الأساسية التي تم ملاحظتها في هذه العينة، حيث عند زمن قدره (100fs) من بداية الاستثارة البصرية، لا يلاحظ حدوث ارتفاع واضح في درجة الحرارة داخل طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية؛ لان امتصاص الالكترونات للفوتونات الليزر تسبب بإلكترونات

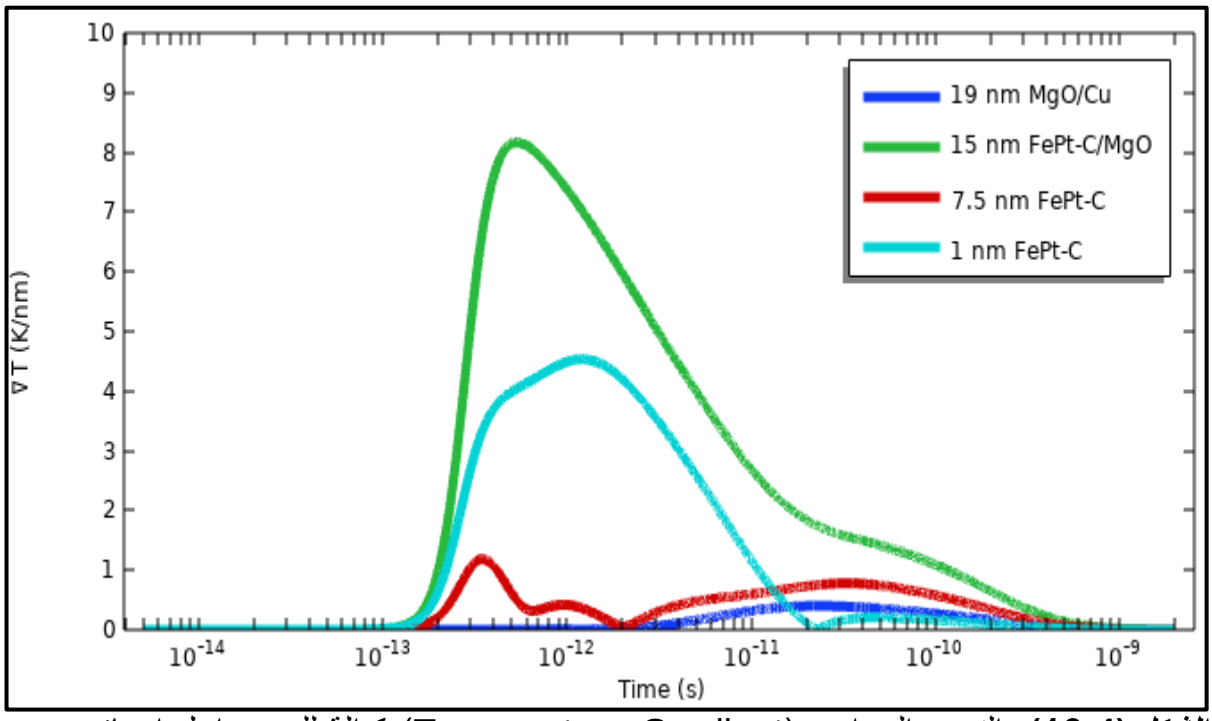
متهيجة لاحرارية، وهو أَمر مماثل للعينتين السابقتين. بعد ذلك تبدأ الالكترونات اللاحرارية بالتفاعل مع الالكترونات المحيطة بها، حيث تتسبب تفاعلات الكترون-الكترون هذه في ارتفاع درجة حرارة الطبقة الفيرومغناطيسية بعد (250fs) إلى (243K). ثم يستمر تبادل الطاقة بين الانظمة الثلاثية حتى وصول طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية عند زمن (400fs) إلى ذروة التغير الحراري البالغة (343K)، والذي يلاحظ امتداده حتى الزمن (1ps). ويمكن أَن يعزى ذلك إلى سمك طبقة (FePt-C) الكبير نسبياً، والذي يتسبب باحتفاظ هذه الطبقة للحرارة لفترة أَطول، لذا يكون تبريدها أَبطأ مما في العينتين الأَخريين. ثم ينخفض مقدار التغيير في درجة الحرارة ويصل بعد (50ps) إلى (250K). في هذا الزمن، يلاحظ توغل الحرارة إلى الطبقة التالية لكون تفاعلات الكترون-شبيكة قد استحوذت على اغلب الطاقة، اذ ان للفونونات قدرة اكبر على تجاوز الحدود الفاصلة بين الطبقات، لذا لم يشاهد انتقال حراري كبير في الأَزمنة الاقل من (50ps). ثم تستقر جميع الانظمة الثلاثية بعد حوالي (1ns)، لذا يلاحظ ثبات مقدار التغيير في درجة الحرارة في جميع الطبقات عند حوالي (85K).

مع اهمال مقاومة الحدود الحرارية (TBR)، لا يحدث هناك تراكم للحرارة عن الحدود الفاصلة بين الطبقات، لذا تمر الحرارة بشكل اكثر سلاسة ما بين الطبقات، وهذا ما يمكن ملاحظته في الشكل (4-15).



الشكل (4-15): تغير درجة الحرارة كدالة للعمق في فترات زمنية محددة داخل العينة (Al_2O_3/FePt-C(15nm)/MgO/Cu/Glass)، عند اهمال مقاومة الحدود الحرارية (TBR) في النمذجة.

ويبين الشكل (4-16)، نتائج التدرج الحراري (Temperature Gradient) كدالة للزمن في أعماق معينة من العينة ذات الطبقة المغناطيسية FePt-C(15nm). وبمقارنة هذه النتائج مع تلك في العينتين السابقتين، يلاحظ تقارب كبير في السلوك الاساسي للتدرج الحراري بين هذه العينة والعينة ذات الطبقة المغناطيسية FePt-C(10nm)، حيث لم يلاحظ فيهما حصول تدرج حراري يزيد عن (8.2K/nm). ويمكن القول أن العينة ذات الطبقة المغناطيسية FePt-C(5nm) والتي اظهرت اعلى انحدار حراري في الحدود الفاصلة ما بين طبقاتها هي الأفضل في التخلص من حرارتها بعيدا عن الطبقة المغناطيسية، الأمر الذي يجنب مسح البيانات على البتات (bits) القريبة بسبب الحرارة المنتشرة في الشبيكة.



الشكل (4-16): التدرج الحراري (Temperature Gradient) كدالة للزمن داخل اعماق محددة من العينة (Al_2O_3/FePt-C(15nm)/MgO/Cu/Glass).

3.4. الاستنتاجات Conclusions

تم اجراء عمليات محاكاة للتوزيع الحراري داخل ثلاث عينات مكونة من أَغشية نانوية ذات التركيبة (Al_2O_3(2nm)/FePt-C(x)/MgO(4nm)/Cu(50nm)/Glass substrate(0.9325µ)) والتي تختلف فيما بينها في سمك (x) طبقة (FePt-C(x)) الفيرومغناطيسية والمثارة بنبضة ليزر فيمتوثانية، إذ إنَّ (x=5nm, 10nm, 15nm). وقد تم التوصل إلى الاستنتاجات الاتية:

1. تناسب ذروة درجة حرارة طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية للعينات الثلاث عكسياً مع سمك الطبقة (x)، اذ ان العينة ذات السمك الاقل (5nm) للطبقة الفيرومغناطيسية كانت لها ذروة درجة حرارة اعلى والتي كان مقدارها (699K) بينما كانت الذروة للطبقتين الفيرومغناطيسيتين (10nm) و (15nm) الأخريين (670K) و (643K) على التوالي. وبمقارنة هذه الذروات مع درجة الحرارة الحرجة لكوري للمادة (FePt-C) الفيرومغناطيسية البالغة (660K)، يلاحظ ان العينتين (5nm) و (10nm) فقط قد تجاوزتا الدرجة الحرجة، الأَمر الذي يعني انهما قد وصلتا إلى حالة الإزالة الفائقة الكاملة للمغناطيسية، بخلاف العينة ذات السمك (15nm) والتي وصلت إلى حالة الإزالة الفائقة الجزئية شبه التامة للمغناطيسية.
2. تعتمد المدة الزمنية للوصول لذروة درجة الحرارة بعد امتصاص نبضة الليزر في طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية للعينات الثلاث بشكل طردي على سمك العينة، حيث وجد ان ذروة درجة الحرارة في الطبقة الفيرومغناطيسية للعينات الثلاث حدثت خلال الفترات الزمنية (400fs) و(450fs) و (700fs) للأسماك (5nm) و (10nm) و (15nm) على التوالي. وبالأخذ بنظر الاعتبار العينة التي لم تصل إلى ذروة تفوق درجة حرارة كوري، اي العينة (15nm) فقط، يلاحظ أَنهَّا وصلت إلى ذروتها في فترة زمنية طويلة مقارنة مع العينتين الاخريين، الأَمر الذي يتسبب بفقدان الطاقة الحرارية من الالكترونات التي اكتسبتها من تفاعلات الكترون-الكترون وذلك لبدء تفاعلات اخرى بين الانظمة الثلاث (الالكترون، اللف المغزلي، الشبيكة) والتي تسبب تسرب حرارياً يقلل من قيمة الذروة في هذه العينة.
3. تعتمد مدة بقاء طبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية في درجة حرارة قريبة من درجة حرارة كوري على سمك هذه الطبقة، حيث انه كلما ازداد سمك الطبقة الفيرومغناطيسية زادت مدة بقاء الطبقة الفيرومغناطيسية عند درجة حرارة قريبة من درجة حرارة كوري.
4. يعتمد طول الفترة الزمنية لوصول طبقتي الترسيب (MgO) والمشتت الحراري (Cu) إلى ذروتهما الحرارية وكذلك قيمة ذروة درجة حرارتهما طردياً على سمك الطبقة.

5. عدم وجود سلوك واضح لطول الفترة الزمنية لوصول الحدود الفاصلة بين كل طبقتين متجاورتين في كل عينة من العينات إلى الذروة الحرارية ولا لقيمة هذه الذروة مع سمك الطبقة الفيرومغناطيسية، الأمر الذي يغري بالمزيد من التقصي والبحث في المستقبل.
6. ضرورة تضمين قيم مقاومة الحدود الحرارية (TBR) اثناء القيام بعمليات محاكاة انتقال الحرارة في عينات ذات طبقات متعددة مكدسة على بعضها البعض متأثرة، لأنها تأخذ بنظر الاعتبار تأثيرات الشروط الحدودية (Boundary Conditions) عند حل المعادلات التفاضلية المتعلقة بالانتقالات الحرارية في مثل هكذا عينات، الأمر الذي يعطي المزيد من الواقعية على عملية المحاكاة.

4.4. المشاريع المستقبلية Future Works

تشجع النتائج التي تم التوصل اليها في هذا البحث على القيام بالمزيد من الدراسات المستقبلية، ومنها:

1. دراسة ديناميكيات (حركيات) العزوم المغناطيسية لطبقة (FePt-C) الفيرومغناطيسية في عينات مماثلة من خلال معادلة لاندو- ليشفتز- بلوخ (LLB).
2. محاكاة تسليط مجال مغناطيسي نبضي سريع مزامناً لنبضة الليزر لدراسة سرعة قلب المغناطيسية وكتابة البيانات في طبقة التسجيل الفيرومغناطيسية.
3. دراسة النموذج مع تغيير مادة المشتت الحراري (Heat sink) بمادة أُخرى أكثر كفاءة.
4. ايجاد مادة أو خليط مواد فيرومغناطيسية لعمل طبقة تسجيل للبيانات لإيجاد نتائج ومواصفات أفضل وكفاءة اكبر لزيادة الكثافة المساحية لمحركات الأقراص الصلبة (HDD).
5. دراسة التوزيع الحراري العرضي (الجانبي) في عينات مماثلة لما في هذا البحث لمعرفة تأثير انتقال الحرارة جانبياً على الحبيبات المغناطيسية المجاورة.
6. ايجاد مواد يمكن قلب مغناطيسيتها بنبضة الليزر فقط دون الحاجة لمجال مغناطيسي خارجي عن طرق الانعكاس المغناطيسي البصري الكامل (AOS)، وذلك لتقليل الطاقة المستهلكة اثناء تسجيل البيانات الرقمية، وكذلك للحصول على سرع فائقة لتسجيل البيانات.

المصادر

References

References

[1] S. Shen, "Spintronics and spin current", AAPPS Bull. 18, 29–36 (2008).

[2] B. Aktas, and F. Mikailov, "Advances in Nanoscale Magnetism: Proceedings of the International Conference on Nanoscale Magnetism ICNM-2007, June 25–29", Springer, Berlin Heidelberg (2009).

[3] S. Ray, "Magnetism and Spintronics in Carbon and Carbon Nanostructured Materials", Elsevier Inc., Amsterdam (2020).

[4] J.W. Lu, E. Chen, M. Kabir, M.R. Stan, and S.A. Wolf, "Spintronics Technology: Past, Present and Future", Int. Mater. Rev. 61, 456–472 (2016).

[5] A. El-Ghazaly, J. Gorchon, and R. Wilson, A. Pattabi, J. Bokor, "Progress Towards Ultrafast Spintronics Applications", J. Magn. Magn. Mater., **502**, 166478 (2020).

[6] A. Fert, "Nobel Lecture: Origin, Development, and Future of Spintronics", Rev. Mod. Phys. 80, 1517–1530 (2008).

[7] P. Dey, and J. N. Roy, "Spintronics: Spintronics: Fundamentals and Applications", Springer Singapore (2021).

[8] S. G. Tan et al., "Yang–Mills Physics in Spintronics", Physics Reports 882, 1–36 (2020).

[9] S. M. Thompson, "The Discovery, Development and Future of GMR: The Nobel Prize 2007", Journal of Physics D: Applied Physics **41**, 093001 (2008).

[10] I. Ennen et al., "Giant Magnetoresistance: Basic Concepts, Microstructure, Magnetic Interactions and Applications", Sensors **16**, 904 (2016).

[11] P. G. Audia, and J. A. Goncalo, "Past Success and Creativity Over Time: a Study of Inventors in the Hard Disk Drive Industry", Management Science 53, 1–15 (2007).

[12] S. Piramanayagam, and K. Srinivasan, "Recording Media Research for Future Hard Disk Drives", Journal of Magnetism and Magnetic Materials 321, 485–494 (2009).

[13] Z.Tadisina, "Perpendicular Magnetic Anisotropy Materials for Reduced Current Switching Devices", Ph.D. thesis in Metallurgical and Materials Engineering, University of Alabama (2010).

[14] S. Thirumala, Y. Hung, S. Jain, A. Raha, N. Thakuria, V. Raghunathan, and S. Gupta, "Valley-Coupled-Spintronic Non-Volatile Memories with Compute-in-Memory Support", EEE Transactions on Nanotechnology, 19, 635–647 (2020).

[15] G. Choi, B. Min, K. Lee, and D. Cahill, "Spin Current Generated by Thermally Driven Ultrafast Demagnetization", Nat. Commun. 5, 1–8 (2014).

[16] S. Huang, D. Qu, T. Chuang, C. Chiang, W. Lin, and C. Chien, "Pure Spin Current Phenomena", Appl. Phys. Lett. **117**, 190501 (2020).

[17] S. Valenzuela, and M. Tinkham, "Electrical Detection of Spin Currents: The Spin-Current Induced Hall Effect", J. Appl. Phys. **101**, 09B103 (2007).

[18] A. Kumar, R. Bansal, S. Chaudhary, and P. Muduli, "Large Spin Current Generation by the Spin Hall effect in Mixed Crystalline Phase Ta Thin Films", Phys. Rev. B **98**, 104403 (2018).

[19] S. Brechet, F. Vetro, E. Papa, S. Barnes, and J. Ansermet, "Evidence for a Magnetic Seebeck Effect", Phys. Rev. Lett. **111**, 087205 (2013).

[20] Y. Zhou, and X. Zheng, "Generating Pure Spin Current with Spin-Dependent Seebeck Effect in Ferromagnetic Zigzag Graphene Nanoribbons", J. Phys.: Condens. Matter **31**, 315301 (2019).

[21] G. Ju, et al., "High Density Heat-Assisted Magnetic Recording Media and Advanced Characterization—Progress and Challenges", IEEE Trans. Magn. 51, 1–9 (2015).

[22] M. Kimizuka, "Historical Development of Magnetic Recording and Tape Recorder", Surv. Rep. Syst. Tech. 17, 185–273 (2012).

[23] R. Kaur, P. Kumar, and R. Singh, "A Journey of Digital Storage from Punch Cards to Cloud", IOSR J. Eng., 4, 36–41 (2014).

[24] D. A. Thompson and J. S. Best, "The Future of Magnetic Data Storage Technology", IBM J. Res. Dev., **44**, 311 (2000).

[25] B. Bhushan, "Historical Evolution of Magnetic Data Storage Devices and Related Conferences", Microsyst. Technol., 24, 4423–4436 (2018).

[26] S. Greaves, "Three-Dimensional Magnetic Recording", J. Magn. Magn. Mater., **588**, 171343 (2023).

[27] F. Chen, D. Koufaty, and X. Zhang, "Understanding Intrinsic Characteristics and System Implications of flash Memory Based Solid State Drives", ACM SIGMETRICS Perform. Eval. Rev. 37, 181–192 (2009).

[28] R. Chaudhary, and A. Kansal, "A Perspective on the Future of the Magnetic Hard Disk Drive (HDD) Technology", Int. J. Tech. Res. Appl. 3, 63–74 (2015).

[29] M. Taktak-Meziou, et al., "RISE Feedback with NN Feedforward Control of a Servo-Positioning System for Track Following in HDD", Syst. Autom. Control, 10, 1–23 (2015).

[30] J. Jimmy Zhu, "New Heights for Hard Disk Drives", Mater. Today 6, 22–31 (2003).

[31] S. Iwasaki, "Perpendicular Magnetic Recording—It's Development and Realization", Proc. Japan Acad. Ser. B 85, 37–54 (2009).

[32] G. Qin, et al., "Development of High Density Magnetic Recording Media for Hard Disk Drives: Materials Science Issues and Challenges", Int. Mater. Rev. 54, 157–179 (2009).

[33] X. Wang, "Topology in Magnetism", Chirality, Magnetism and Magnetoelectricity, 357, 403 (2021).

[34] C. Xu, "Microstructure Engineering and Thermal Properties of FePt-Based Media for Heat-Assisted Magnetic Recording (HAMR)

Technology", PhD diss. in Electrical and Computer Engineering, Carnegie Mellon University (2024).

[35] M. Kryder, et al., "Heat Assisted Magnetic Recording", Proc. IEEE 96, 1810–1835 (2008).

[36] J. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, "Microwave Assisted Magnetic Recording", IEEE Trans. Magn. 44, 125–131 (2007).

[37] W. Li, "Acoustically Assisted Magnetic Recording", PhD Dissertation in Electrical and Computer Engineering, Oregon State University (2015).

[38] S. Xiong, et al., "Experimental Study of Material Pick up on Heat-Assisted Magnetic Recording (HAMR) Heads", Tribol. Lett. **69**, 77 (2021).

[39] H. Richter, "The Transition from Longitudinal to Perpendicular Recording", J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R149 (2007).

[40] S. Xiong, and D. Bogy, "Investigation of the Local Temperature Increase for Heat Assisted Magnetic Recording (HAMR) ", IEEE Trans. Magn. 50, 1–6 (2013).

[41] P. Tozman, S. Isogami, I. Suzuki, A. Bolyachkin, H. Sepehri Amin, S. J. Greaves, and Y. K. Takahashi, "Dual-Layer FePt-C Granular Media for Multi-Level Heat-Assisted Magnetic Recording," *Acta Mater*. **271**, 119869 (2024).

[42] L. Li, et al., "Numerical and Experimental Study of Near-Field Heating Using Tip-Enhanced Raman Spectroscopy (TERS) ", Tribol. Lett. 66, 1–11 (2018).

[43] A. Wu, et al., "HAMR Areal Density Demonstration of 1+ Tbpsi on Spinstand", IEEE Trans. Magn. 49, 779–782 (2013).

[44] T. Matsumoto, et al., "Integrated Head Design Using a Nanobeak Antenna for Thermally Assisted Magnetic Recording", Opt. Express 20, 18946–18954 (2012).

[45] J. Gosciniak, et al., "Novel Droplet Near-Field Transducer for Heat-Assisted Magnetic Recording", Nanophotonics 4, 503–510 (2015).

[46] Z. Wei, and X. Qian, "Advanced Driver Assistance Systems and Autonomous Vehicles: Disk Drive for Data Center Storage", Springer Nature, Singapore (2022).

[47] A. Aoyagi, et al., "Helium Sealed Hard Disk Drive", J. Magn. Magn. Mater. **564**, 170146 (2022).

[48] M. Kief, and R. Victora, "Materials for Heat-Assisted Magnetic Recording", MRS Bull. 43, 87–92 (2018).

[49] K. Uchida, et al., "Observation of the Spin Seebeck Effect", Nature 455, 778–781 (2008).

[50] W. Challener, et al., "Heat-Assisted Magnetic Recording by a Near-Field Transducer with Efficient Optical Energy Transfer", Nat. Photonics 3, 220–224 (2009).

[51] Z. Zhu, and H. Li, "Understanding Signal and Noise in Heat Assisted Magnetic Recording", IEEE Trans. Magn. 49, 765–772 (2013).

[52] T. Seki, et al., "Observation of Inverse Spin Hall Effect in Ferromagnetic FePt Alloys Using Spin Seebeck Effect", Appl. Phys. Lett. **107**, 092405 (2015).

[53] H. Pandey, et al., "Growth Mechanism of Columnar Grains in FePt–C Granular Films for HAMR Media Processed by Compositionally Graded Sputtering", IEEE Trans. Magn. 52, 1–4 (2015).

[54] T. Shiroyama, et al., "Influence of MgO Underlayers on the Structure and Magnetic Properties of FePt-C Nanogranular Films for Heat-Assisted Magnetic Recording Media", AIP Adv. **6**, 105018 (2016).

[55] K. Hono, et al., "Heat-assisted magnetic Recording Media Materials", MRS Bull. 43, 93–99 (2018).

[56] G. Manfredi, J. Hurst, and P. Hervieux, "Ultrafast Spin Current Generation in Ferromagnetic Thin Films", Spintronics XI, **10732**, 107322V1 (2018).

[57] J. Wang, H. Sepehri-Amin, H. Tajiri, T. Nakamura, K. Masuda, Y. K. Takahashi, and K. Hono, "Impact of Carbon Segregant on Microstructure

and Magnetic Properties of FePt-C Nanogranular Films on MgO (001) Substrate", Acta Mater. 166, 413–423 (2019).

[58] Y. Chen, and R. Victora, "Effectiveness of a pulsed Laser In Heat-Assisted Magnetic Recording", Sci. Rep. **13**, 11479 (2023).

[59] S. Isogami, Y. Sasaki, Y. Fan, Y. Kubota, J. Gadbois, K. Hono, and Y. Takahashi, "Thermal Spin-Torque Heat-Assisted Magnetic Recording", Acta Mater. **286**, 120743 (2025).

[60] J. Coey, "Magnetism and Magnetic Materials" Cambridge University Press, Cambridge (2010).

[61] M. Rivas, "Considerations about the Measurement of the Magnetic Moment and Electric Dipole Moment of the Electron", arXiv:2406., 15502 (2024).

[62] P. Tipler, and R. Llewellyn, "Modern Physics", W. H. Freeman and Company, New York (2012).

[63] C. Sebens, "How Anomalous is the Electron's Magnetic Moment?", Found. Phys. 55, 1–28 (2025).

[64] A. Marikani, "Materials Science" PHI Learning Pvt. Ltd., Delhi (2025).

[65] K. Krishnan, "Fundamentals and Applications of Magnetic Materials", Oxford University Press, Oxford (2016).

[66] N. Zettili, "Quantum Mechanics: Concepts and Applications", John Wiley and Sons Ltd., West Sussex (2009).

[67] D. Griffiths, and D. Schroeter, "Introduction to Quantum Mechanics", Cambridge University Press, Cambridge (2018).

[68] K. Atkare, "Physics: Atomic, Molecular Physics and LASER, Non-Conventional Energy Sources and Optical Fiber", Kailash Publication, Aurangabad, (2021).

[69] B. Friedrich, "A Century Ago the Stern–Gerlach Experiment Ruled Unequivocally in Favor of Quantum Mechanics", Isr. J. Chem. **63**, e202300047 (2023).

[70] H. Wennerström, and P. Westlund, "A Quantum Description of the Stern–Gerlach Experiment", Entropy **19**, 186 (2017).

[71] A. T. Boothroyd, "Principles of Neutron Scattering from Condensed Matter", Oxford University Press, Oxford (2020).

[72] R. V. Ababei, "Atomistic Spin Simulations of Heat Assisted Magnetic Recording Media", PhD thesis, University of York (2019).

[73] M. Lavanant, "Spin Transfer Torque Driven Magnetization Switching in Magnetic Tunnel Junction", PhD thesis, Université de Lorraine (2017).

[74] S. Holgate, "Understanding Solid State Physics", CRC Press, New York (2021).

[75] N. Spaldin, "Magnetic Materials: Fundamentals and Applications", Cambridge University Press, Cambridge (2010).

[76] M. Vijaya, and G. Rangarajan, "Materials Science", Tata McGraw-Hill, New Delhi (2003).

[77] T. Miyazaki, and H. Jin, "The Physics of Ferromagnetism", Springer Science & Business Media, Berlin (2012).

[78] P. Weiss, "L'hypothèse du champ Moléculaire et la Propriété Ferromagnétique", J. Phys. Theor. Appl. **6**, 661–690 (1907).

[79] L. Solymar, and D. Walsh, "Electrical Properties of Materials", Oxford University Press, Oxford, (2014).

[80] W. Heisenberg, "On the Theory of Ferromagnetism", Z. Phys. **49**, 619 (1928).

[81] W. Heitler and F. London, "Wechselwirkung Neutraler Atome und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik", Z. Physik 44, 455–472 (1927)

[82] I. Kaplan, "The Pauli Exclusion Principle: Origin, Verifications, and Applications", John Wiley & Sons, West Sussex (2017).

[83] E. H. Brück, "Handbook of Magnetic Materials", Elsevier, Amsterdam (2017).

[84] W. Nolting, and A. Ramakanth, “Quantum Theory of Magnetism”, Springer Science & Business Media, Berlin (2009).

[85] G. Varvaro, and F. Casoli, “Ultra-High-Density Magnetic Recording: Storage Materials and Media Designs”, CRC Press, New York (2016).

[86] W. Callister, and D. Rethwisch, “Fundamentals of Materials Science and Engineering”, John Wiley and Sons Ltd., West Sussex (2022).

[87] I. Abdallah, “Spin Dynamics and Structural Modifications of Co2MnSi Heusler Alloys by Helium Ions Irradiation”, PhD thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse (2016).

[88] A. Rahman, “Fundamentals of Magnetism and Spintronics”, Zorba Books, Gurgaon (2022).

[89] S. Roy, “Experimental Techniques in Magnetism and Magnetic Materials”, Cambridge University Press, Cambridge (2023).

[90] F. Pacheco-Torgal, and S. Jalali, "Nanotechnology: Advantages and Drawbacks in the Field of Construction and Building Materials”, Constr. Build. Mater. 25, 582–590 (2011).

[91] A. Husen, "Plant Response to Gold Nanoparticles: Plant Growth, Development, Production, and Protection”, Springer Nature, Singapore (2024).

[92] T. M. Abdalkreem, “Optical Properties of Gold and Silver Nanoparticles”, PhD thesis, Sudan University of Science and Technology (2018).

[93] K. Ramesh, "Nanomaterials”, Springer, Boston (2009).

[94] J. Tarafdar, and T. Adhikari, "Nanotechnology in Soil Science: An Introduction”, Indian Society of Soil Science, New Delhi (2015).

[95] E. Drexler, “Engines of Creation: The Coming Era of Nanotechnology”, Knopf Doubleday Publishing Group, New York (2000).

[96] J. Jeevanandam, et al., "Review on Nanoparticles and Nanostructured Materials: History, Sources, Toxicity and Regulations”, Beilstein J. Nanotechnol. 9, 1050–1074 (2018).

[97] L. Merhari, “Hybrid Nanocomposites for Nanotechnology”, Springer Science, New York (2009).

[98] T. Pradeep, “Nano: The Essentials: Understanding Nanoscience and Nanotechnology”, McGraw-Hill Education, New Delhi (2007).

[99] K. Ramaswamy, N. Nagaprasad, and S. Ramaswamy, “Exploring Nanomaterial Synthesis, Characterization, and Applications”, IGI Global, Hershey (2025).

[100] M. Mansuripur, "The role of Nano-Technology in Data Storage Devices and Systems”, Joint International Symposium on Optical Memory and Optical Data Storage, Optica Publishing Group, Kauai, Hawaii (2011).

[101] V. Krishnamurthy, et al., "Maximizing the Plasmonic Near-Field Transducer Efficiency to Its Limit for HAMR”, J. Lightwave Technol. 34, 1184–1190 (2016).

[102] S. Lei, et al., "Ultrafast Laser Applications in Manufacturing Processes: A State-of-the-Art Review." ASME. J. Manuf. Sci. Eng., **142**, 3, 031005 (2020).

[103] S. Nolte, F. Schrempel, and F. Dausinger, “Ultrashort Pulse Laser Technology, Springer Series in Optical Sciences, Springer International Publishing, Cham, Switzerland, (2016).

[104] D. Xu, H. Zhang, J. Peng, J. Chen, X. Yang, D. Li, Z. Li, and Y. Zheng, "Passively Mode-Locked Ytterbium-Doped Fiber Laser Based on Fe_3O_4 Nanosheets Saturable Absorber”, Photonics **9**, 306 (2022).

[105] S. W. Harun and H. Arof, “Current Developments in Optical Fiber Technology”, IntechOpen, Rijeka (2013).

[106] O. Svelto, and D. C. Hanna, “Principles of Lasers”, Springer, New York, “2010”.

[107] R. Dabu, "Femtosecond Laser Pulses Amplification in Crystals”, Crystals **9**, 347 (2019).

[108] Z. Li, Y. Leng, and R. Li, "Further Development of the Short-Pulse Petawatt Laser: Trends, Technologies, and Bottlenecks”, Laser Photonics Rev. **17**, 2100705 (2023).

[109] M. Kryder, E. Gage, T. McDaniel, W. Challener, R. Rottmayer, G. Ju, Y. Hsia, and M. Erden, "Heat Assisted Magnetic Recording", Proc. IEEE 96, 1810–1835 (2008).

[110] J. Thiele, S. Maat, J. Robertson, and E. Fullerton, "Magnetic and Structural Properties of FePt FeRh Exchange Spring Films for Thermally Assisted Magnetic Recording Media", IEEE Trans. Magn. 40, 2537–2542 (2004).

[111] E. Beaurepaire, J. Merle, A. Daunois, and J. Bigot, "Ultrafast Spin Dynamics In Ferromagnetic Nickel", Phys. Rev. Lett. 76, 4250–4253 (1996).

[112] J. Bigot, M. Vomir, and E. Beaurepaire, "Coherent Ultrafast Magnetism Induced by Femtosecond Laser Pulses", Nat. Phys. 5, 515–520 (2009).

[113] M. Mattern, F. Weber, D. Engel, C. Schmising, and M. Bargheer, "Coherent Control of Magnetization Precession by Double-Pulse Activation of Effective Fields from Magnetoacoustics and Demagnetization", Appl. Phys. Lett. **124**, 102402 (2024).

[114] I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H. Dürr, T. Ostler, J. Barker, R. Evans, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing, and A. Kimel, "Transient Ferromagnetic-Like State Mediating Ultrafast Reversal of Antiferromagnetically Coupled Spins", Nature 472, 205–208 (2011).

[115] A. Vaterlaus, D. Guarisco, M. Lutz, M. Aeschlimann, M. Stampanoni, and F. Meier, "Different Spin and Lattice Temperatures Observed by Spin-Polarized Photoemission with Picosecond Laser Pulses", J. Appl. Phys. 67, 5661–5663 (1990).

[116] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, "Ultrafast Optical Manipulation of Magnetic Order", Rev. Mod. Phys. 82, 2731 (2010).

[117] M. Kaganov, E. Lifshitz, and L. Tanatarov, "Relaxation Between Electrons and the Crystalline Lattice", Sov. Phys. JETP 4, 173–178 (1957).

[118] J. Hohlfeld, S. Wellershoff, J. Güdde, U. Conrad, V. Jähnke, and E. Matthias, "Electron and lattice Dynamics Following Optical Excitation of Metals", Chem. Phys. 251, 237–258 (2000).

[119] S. Anisimov, B. Kapeliovich, and T. Perelman, “Electron Emission from Metal Surfaces Exposed to Ultrashort Laser Pulses”, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, **39**, 375-377 (1974).

[120] N. Singh, “Two-Temperature Model of Nonequilibrium Electron Relaxation: A Review”, Int. J. Mod. Phys. B **24**, 1141 (2010).

[121] D. Linde, K. Sokolowski-Tinten, and J. Bialkowski, Appl. Surf. Sci. **109**, 1 (1997).

[122] M. Agranat, S. Ashitkov, A. Granovskii, and G. Rukman, Sov. Phys. JETP **59**, 804 (1984).

[123] Q. Zhang, A. Nurmikko, G. Miao, G. Xiao, and A. Gupta, "Ultrafast Spin Dynamics in Half-Metallic CrO_2 Thin Films”, Phys. Rev. B **74**, 064414 (2006).

[124] X. Lu, “Ultrafast Laser-Induced Magnetisation Dynamics: Gilbert Damping of Metal and Half-Metal”, PhD thesis, University of York, (2018).

[125] A. Meilakhs, and B. Semak, "Calculation of Kapitza Resistance with Kinetic Equation”, Phys. Status Solidi B **258**, 2100018 (2021).

[126] D. Cahill, et al., "Nanoscale Thermal Transport”, J. Appl. Phys. 93, 793–818 (2003).

[127] T. Jeong, “Spin-Dependent Heat Transport and Thermal Boundary Resistance”, PhD thesis Carnegie Mellon University, Department of Electrical and Computer Engineering, (2011).

[128] L. Landau and E. Lifshitz, "On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies”, Phys. Z. Sowjetunion 8, 153–169 (1935).

[129] M. Marcham, et al., "Phase-Resolved X-Ray Ferromagnetic Resonance Measurements of Spin Pumping in Spin Valve Structures”, Phys. Rev. B **87**, 180403 (2013).

[130] G. Bertotti, I. Mayergoyz, and C. Serpico, “Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems”, Elsevier, Amsterdam (2009).

[131] R. Evans, et al., "Atomistic Spin Model Simulations of Magnetic Nanomaterials”, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 103202 (2014).

[132] O. Chubykalo-Fesenko, and P. Nieves, "Landau-Lifshitz-Bloch Approach for Magnetization Dynamics Close to Phase Transition", Handbook of Materials Modeling: Methods: Theory and Modeling, 867–893 (2020).

[133] D. Garanin, "Fokker-Planck and Landau-Lifshitz-Bloch Equations for Classical Ferromagnets", Phys. Rev. B **55**, 3050 (1997).

[134] R. Evans, D. Hinzke, U. Atxitia, U. Nowak, R. Chantrell, and O. Chubykalo-Fesenko," Stochastic form of the Landau-Lifshitz-Bloch Equation", Phys. Rev. B **85**, 014433 (2012).

[135] S. Greaves, H. Muraoka, and Y. Kanai, "Modelling of Heat Assisted Magnetic Recording with the Landau-Lifshitz-Bloch Equation and Brillouin Functions", J. Appl. Phys. **117**, 17 (2015).

[136] F. Bloch, "Nuclear Induction", Phys. Rev. 70, 460–474 (1946).

[137] U. Atxitia, D. Hinzke, and U. Nowak, "Fundamentals and Applications of the Landau–Lifshitz–Bloch Equation", J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 033003 (2016).

[138] O. Chubykalo-Fesenko, et al., "Dynamic Approach for Micromagnetics Close to the Curie Temperature", Phys. Rev. B **74**, 094436 (2006).

[139] Dev. Team, "COMSOL Multiphysics Reference Manual V. 6.3", COMSOL AB, Burlington (2023).

[140] D. Mahardika and F. Haryani, "Numerical analysis of One Dimensional Heat Transfer on Varying Metal", J. Phys.: Conf. Ser. **1511**, 012049 (2020).

[141] K. O'Neal, A. Paul, A. Al-Wahish, K. Hughey, A. Blockmon, X. Luo, S. Cheong, V. Zapf, C. Topping, and J. Singleton, "Spin Lattice and Electron–Phonon Coupling in 3d/5d Hybrid Sr3NiIrO6", npj Quantum Mater. 4, 1–6 (2019).

[142] E. Mirkoohi, D. E. Seivers, H. Garmestani, and S. Liang, "Heat Source Modeling in Selective Laser Melting", Materials **12**, 2052 (2019).

[143] A. Crook, "The Reflection and Transmission of Light by Any System of Parallel Isotropic Films", J. Opt. Soc. Am. 38, 954–964 (1948).

[144] H. Mohamad, "Ultrafast Optical Measurements of Spin-Polarized Electron Dynamics in Nanostructured Magnetic Materials", PhD thesis, University of Exeter, (2015).

[145] B. Yuan, et al, "Thermal Conductivity Measurement of Submicron-Thick Aluminium Oxide Thin Films by a Transient Thermo-Reflectance Technique", Chin. Phys. Lett. **25**, 593 (2008).

[146] B. Xu, Z. Cen, J. Goh, J. Li, K. Ye, J. Zhang, "HAMR Media Design in Optical and Thermal Aspects", IEEE Trans. Magn. 49, 2559–2564 (2013).

[147] B. Xu, Z. Cen, J. Goh, J. Li, Y. Toh, J. Zhang, "Performance Benefits from Pulsed Laser Heating in Heat Assisted Magnetic Recording", J. Appl. Phys. **115**, 17 (2014).

[148] W. Liu, Y. Yang, and M. Asheghi, "Thermal and Electrical Characterization and Modeling of Thin Copper Layers", Thermal and Thermomechanical Proceedings 10th Intersociety Conference on Phenomena in Electronics Systems, ITHERM 2006., IEEE, 1171–1176 (2006).

[149] B. Xu, Z. Liu, R. Ji, Y. Toh, J. Hu, J. Li, "Thermal Issues and Their Effects on Heat-Assisted Magnetic Recording System", J. Appl. Phys. **111**, 7 (2012).

[150] E. Swartz and R. Pohl, "Thermal Boundary Resistance", Rev. Mod. Phys. **61**, 605 (1989).

[151] X. Chen, W. Guo, H. Wang, Y. Wu, and T. Lu, "Highly Transparent Cubic γ-Al2O3 Ceramic Prepared by High-Pressure Sintering of Home-Made Nanopowders", J. Eur. Ceram. Soc. 43, 4219–4225 (2023).

[152] N. Kazantseva, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, U. Atxitia, and O. Chubykalo-Fesenko, "Towards Multiscale Modeling of Magnetic Materials: Simulations of FePt", Phys. Rev. B **77**, 184428 (2008).

[153] B. Koopmans, G. Malinowski, F. Dalla Longa, D. Steiauf, M. Fähnle, T. Roth, and M. Aeschlimann, "Explaining the Paradoxical Diversity of Ultrafast Laser-Induced Demagnetization", Nat. Mater. 9, 259–265 (2010).

[154] G. Zhang, and W. Hübner, "Laser-induced Ultrafast Demagnetization in Ferromagnetic Metals", Phys. Rev. Lett. **85**, 3025 (2000).

[155] U. Al-Jarah, "Modification and Monitoring of Magnetic Properties with Ultrafast Laser Pulses" PhD thesis, University of Exeter, (2013).

Abstract

In this research, thermal distribution within three samples of Nano-films with the composition (Al_2O_3(2nm)/FePt-C(x)/MgO(4nm)/Cu(50nm)/Glass substrate(0.9325µ)), which having different thicknesses (x) of their ferromagnetic layer (FePt-C(x)) where (x=5nm, 10nm, 15nm). These samples were excited with a femtosecond laser pulse. The computer simulation program COMSOL Multiphysics (v6.1) was used for modeling. These samples simulate the recording medium in hard disk drives (HDDs) supported by the heat-assisted magnetic recording (HAMR) technology. The three samples consist of several nanolayers stacked on top of each other, where the (Al_2O_3) layer represents the transparent surface layer that acts as a protective layer for the recording medium, followed by the (FePt-C) ferromagnetic layer which represents the magnetic layer on which the digital data is recorded, then the (MgO) layer which is the deposition layer for the magnetic recording layer, followed by the (Cu) layer which acts as a heat sink, and finally the (Glass) layer, which is used as a substrate for the previous nano-layers. The simulation results showed that the peak temperature of the (FePt-C) ferromagnetic layer for the three samples is inversely proportional to the layer thickness (x). The sample with the thinner (5nm) ferromagnetic layer had a higher peak temperature, which was (699K), while the peak for the other two ferromagnetic layers (10nm) and (15nm) was (670K) and (643K), respectively. By comparing these peaks with the critical Curie temperature of the ferromagnetic (FePt-C) material at (660 K), it was observed that only the (5 nm) and (10 nm) samples exceeded the critical temperature. It was also found that the time to reach peak temperature in the ferromagnetic (FePt-C) layer of the three samples depends directly on the sample thickness, as it was found that the peak temperature in the ferromagnetic layer of the three samples occurred during the time periods (400 fs), (450 fs), and (700 fs) for thicknesses (5 nm), (10 nm), and (15 nm), respectively. In addition, the duration of the ferromagnetic (FePt-C) layer remaining at a temperature close to the Curie temperature depends on the thickness of this layer, in which the thicker the ferromagnetic layer, the longer the ferromagnetic layer remains at a temperature close to the Curie temperature. While in the layers located below the ferromagnetic (FePt-C) layer, it was found that the times for the deposition layer (MgO) and the heat sink layer (Cu) to reach their peak temperature, as well as the value of their peak temperature, depend directly on the thickness of the layer.

Republic of Iraq

Ministry of Higher Education

and Scientific Research

University of Misan

College of Basic Education

Department of General Sciences

Thermal Distribution in Nanostructure Excited by Femtosecond Laser

A Thesis
Submitted to the Council of the College of Basic Education-Misan University in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Master in General Sciences (Specialized General Sciences)

by

Ali Sabeeh Lafta

(B.Sc. In General Sciences 2021)

Supervised by

Asst. Prof. Dr. Uday Ali Sabeeh

2025 A.D. 1447 A.H.