

MODELACIÓN DE LA CONDUCTIVIDAD TÉRMICA DE NANOFLUIDOS Y DE SU
APLICACIÓN COMO REFRIGERANTES EN MICROCANALES

JUAN CARLOS ORTIZ ARANGO

UNIVERSIDAD PONTIFICIA BOLIVARIANA

ESCUELA DE INGENIERÍAS

FACULTAD DE INGENIERÍA QUÍMICA

MEDELLÍN

2014

MODELACIÓN DE LA CONDUCTIVIDAD TÉRMICA DE NANOFLUIDOS Y DE SU
APLICACIÓN COMO REFRIGERANTES EN MICROCANALES

JUAN CARLOS ORTIZ ARANGO

Trabajo de grado para optar al título de Ingeniero Químico

Director

JORGE HERNÁN SÁNCHEZ TORO, Ph. D.

UNIVERSIDAD PONTIFICIA BOLIVARIANA

ESCUELA DE INGENIERÍAS

FACULTAD DE INGENIERÍA QUÍMICA

MEDELLÍN

2014

NOTA DE ACEPTACIÓN

Firma
Nombre
Presidente del jurado

Firma
Nombre
Jurado

Firma
Nombre
Jurado

Medellín, Febrero de 2014

A mi madre a quien amo y respeto, quien me puso en este mundo, quien le da sentido a mi vida cuando este parece haberse perdido y quien siempre me trae de vuelta cuando pierdo el rumbo.

Agradecimientos

Este trabajo tuvo su origen en la mente del doctor Jorge Sánchez, maestro y amigo a quien admiro y respeto y debo gran parte de mis conocimientos. Siempre estuvo presente para dar oportuno consejo, para discutir, indagar y buscar soluciones a los problemas que se presentaron.

A mi padre de quien heredé la curiosidad científica

A mi familia en cuya existencia cobra sentido este trabajo.

A Fidel quien permaneció conmigo en vela hasta que no concluí mis nocturnas labores.

Contenido

Agradecimientos.....	v
Nomenclatura.....	xi
1. Introducción.....	2
2. Marco Teórico	5
2.1. Nanofluidos y Ferrofluidos	5
2.1.1. Preparación.....	6
2.1.2. Propiedades Físicas	7
2.1.2.1. Viscosidad.....	8
2.1.2.2. Densidad.....	9
2.1.2.3. Calor Específico.....	9
2.1.2.4. Conductividad Térmica.....	10
2.2. Movimiento Browniano	12
2.3. Microintercambiadores de Calor	13
2.3.1. Tipos	14
3. Modelación de la conductividad térmica de suspensiones diluidas de nanopartículas de Fe_3O_4 bajo la acción de un campo magnético.....	15
3.1. Formulación del modelo.....	16
3.1.1. Expresión para la conductividad térmica	16
3.1.2. Dinámica Browniana.....	23
3.1.2.1. Balance de Momentum Lineal.....	23
El balance de momentum lineal para una partícula está dado por:	23
3.1.2.2. Balance de Momentum Angular	25
El balance de momentum angular para una partícula está dado por:	25
3.1.2.3. Parámetros y condiciones de simulación	26
3.2. Análisis de resultados	28
3.3. Conclusiones.....	32
4. Transferencia convectiva de calor de nanofluidos en un microcanal con aletas longitudinales internas.....	35
4.1. Formulación del modelo.....	35

4.2. Análisis de resultados	40
4.3. Conclusiones.....	47
5. Transferencia convectiva de calor de Fe_3O_4 -ferrofluido en un microcanal sujeto a un campo magnético.	48
5.1. Formulación del modelo.....	48
5.1.1. Propiedades de transporte del ferrofluido	53
5.2. Análisis de resultados	54
5.3. Conclusiones.....	59
Bibliografía.....	61

Lista de Figuras

Figura 3.1. Curva de ajuste de conductividad térmica en función de temperatura para ferrofluido de Fe ₃ O ₄ 1%, datos experimentales y modelo propuesto.....	26
Figura 3.2. Conductividad térmica de un ferrofluido de Fe ₃ O ₄ 1% en función de temperatura y del campo magnético.....	29
Figura 3.3. Numero de Reynolds rotacional y traslacional en función del campo magnético para un ferrofluido de Fe ₃ O ₄ 1% a 323.15 K.....	31
Figura 4.1. Microintercambiador de calor.....	36
Figura 4.2. Numero de Nusselt para un microcanal rectangular con agua. Validación del modelo propuesto.....	40
Figura 4.3. Contornos de temperatura en un microsumidero de calor empleando diferentes fluidos. a) Agua, b) Al ₂ O ₃ NF, c) CuO NF, d) ZnO NF.....	41
Figura 4.4. Variación de temperatura sobre la diagonal AC del microcanal.....	42
Figura 4.5. Coeficiente convectivo promedio de transferencia de calor local para los fluidos estudiados.....	42
Figura 4.6. Numero de Nusselt local promedio para los fluidos estudiados.....	43
Figura 4.7. Numero de Brinkman promedio como función de la distancia desde la entrada del microcanal.....	44
Figura 4.8. Resistencia térmica del sistema para los fluidos estudiados.....	45
Figura 4.9. Coeficiente de presión para los fluidos estudiados.....	46

Figura 5.1. Microcanal en 2D Empleando un ferrofluido de Fe_3O_4	49
Figura 5.2. Contornos de temperatura para Fe_3O_4 FF. a) Con campo, b) Sin campo.....	55
Figura 5.3. Contornos de velocidad Fe_3O_4 FF. a) Con campo, b) Sin campo.....	56
Figura 5.4. Coeficiente convectivo de transferencia de calor para Fe_3O_4 FF con y sin campo magnético.....	57
Figura 5.5. Temperatura de pared y promedio de bulto para microcanal con Fe_3O_4 FF.....	58
Figura 5.6. Temperatura de pared y promedio de bulto para microcanal con Fe_3O_4 FF sin Campo magnético externo.....	59

Lista de Tablas

Tabla 3.1. Parámetros de Simulación para Conductividad térmica.....	27
Tabla 3.2. Relación conductividad térmica con y sin campo a diferentes temperaturas.....	29
Tabla 4.1. Valores de los parámetros usados en las simulaciones.....	36
Tabla 5.1. Parámetros de simulación en sistemas de Intercambio con Ferrofluidos de Fe ₃ O ₄	49

Nomenclatura

Br	Número de Brinkman
\mathbf{B}	Factores de peso para el tensor de difusión
C_p	Calor específico
d_p	Diámetro de partícula
D	Difusividad de la partícula
D_h	Diámetro hidráulico
dA	Diferencial de área
\mathbf{e}_n	Vector base en dirección
\mathbf{F}	Fuerza
h	Coefficiente convectivo de transferencia de calor
\mathbf{H}	Campo magnético
k	Conductividad térmica
k_B	Constante de Boltzmann
L	Longitud
\mathbf{M}	Magnetización
M_s	Magnetización de saturación
\mathbf{n}	Vector de dirección
Nu	Número de Nusselt
Pc	Coefficiente de presión
Pr	Número de Prandtl
\mathbf{q}	Flux de calor
\mathbf{r}	Vector posición
Re_R	Numero de Reynolds rotacional

Re_T	Numero de Reynolds traslacional
R_{th}	Resistencia térmica
t	Tiempo
T	Temperatura
T_b	Temperatura de bulto
T_{in}	Temperatura de entrada
T_w	Temperatura de pared
\mathbf{T}	Torque
V_p	Volumen de partícula
\mathbf{v}	Velocidad
\mathbf{w}	Vector de términos aleatorios
x	Variable axial
y	Variable axial
z	Variable axial

Letras Griegas

α	Parámetro de Langevin
δ_H	Espesor de la capa limite hidrodinámica
δ_T	Espesor de la capa limite térmica
ϵ	Esfericidad
ϵ_{ijk}	Permutación o Símbolo de Levi-Civita
η	Viscosidad
θ	Angulo entre vorticidad y momento dipolar
μ	Momento dipolar
μ_0	Permeabilidad magnética del vacio
ξ	Tensor de
ρ	Densidad
τ	Tensor de esfuerzos viscosos
ϕ	Fracción volumétrica
ψ	Factor de forma
ω	Velocidad Angular
ω	Vorticidad local del fluido
∇	Operador nabla

Subíndices y Superíndices

<i>B</i>	Brownian (Browniano)
<i>bf</i>	Base Fluid (fluido base)
<i>eff</i>	Effective (efectivo)
<i>m</i>	Magnetic (magnético)
<i>Max</i>	Máximo
<i>Min</i>	Mínimo
<i>np</i>	Nanopartícula
<i>T</i>	Traslacional
<i>T</i>	Traspuesto

RESUMEN

Se desarrolló una correlación semiteórica para la conductividad térmica de un ferrofluido de Fe_3O_4 diluido empleando dinámica browniana. Se estudió un ferrofluido de Fe_3O_4 al 1% para validar la aplicación de la correlación, esta tuvo en cuenta efectos antes no considerados por otros autores tal como es la nanoconvección debida a la rotación browniana y magnética de las nanopartículas.

Se estudió el efecto en la transferencia de calor empleando 3 diferentes nanofluidos de óxidos metálicos y con base a datos experimentales para la densidad, calor específico y viscosidad de las suspensiones, reportados en la literatura como función de la temperatura se realizó la simulación numérica de un sistema de microintercambio de calor, en esta etapa se evaluó el efecto de la implementación de tales fluidos en sistemas de microintercambio de calor a partir de números adimensionales tales como el Nusselt y del coeficiente convectivo de transferencia de calor.

Por último se llevaron a cabo simulaciones empleando un ferrofluido bajo la acción de un campo magnético. Se evaluó la incidencia del campo magnético en las propiedades de transporte del FF y lo que estas variaciones traen consigo en el incremento de las eficiencias de los sistemas de intercambio térmico.

Palabras clave: Nanofluidos, ferrofluidos, conductividad térmica, campo magnético, movimiento browniano, microintercambiador de calor, microcanal.

1. Introducción

De acuerdo a un estudio realizado por el Instituto Internacional de Refrigeración (IIR), las pérdidas de alimentos perecederos representan casi 400 millones de toneladas por año, estas son mayores en los países en desarrollo tales como Colombia, donde reside más del 80% de la población mundial (IIR, 2012). Alrededor de una cuarta parte de la producción alimenticia se pierde debido a la falta de una cadena de frío apropiada.

En la actualidad, hay alrededor de 4 millones de vehículos de servicios refrigerados en todo el mundo, incluyendo vans (40%), camiones (30%), semirremolques o remolques (30%). Se espera que el transporte global de mercancías por carretera crezca un 2,5% por año hasta el 2030, además, se estima que el transporte de carga farmacéutica aumente más del 20% en los próximos 5 años (Kakac & Pramuanjaroenkij, 2009). Para mantener el ritmo de esta expansión sin aumentar su impacto en el medio ambiente el sector de la refrigeración tendrá que cumplir retos científicos y técnicos, con un enfoque en el desarrollo de refrigerantes de alta eficiencia, diseño de vehículos y equipos de refrigeración.

Un panorama global evidencia que el sector de la refrigeración registra tasas de crecimiento anuales de entre 20 y 25%, y con esto, a su vez, la proyección para el año 2016 indica que el nivel de emisiones de CO₂ equivaldrá a 82 toneladas, este es un aumento del 76% basado en el nivel de emisiones de 1998 (Kakac & Pramuanjaroenkij, 2009). La refrigeración de alimentos y el aire acondicionado son responsables del 43% de este incremento (IIR, 2012).

Los retos de la tecnología de refrigeración aparecen también en los dispositivos electrónicos, en microprocesadores, robótica, telecomunicaciones y biomédica (Prasher, Bhattacharya, & Phelan, 2005). El desarrollo tecnológico de tales

dispositivos está limitado por los sistemas de enfriamiento actuales, y es cada vez más común el uso de enfriadores empleando líquidos tradicionales tales como etilenglicol y agua en reemplazo de los enfriadores por flujo de aire, sin embargo hoy en día estos no suplen los requerimientos tecnológicos.

Desde la década del 90 se realizan investigaciones en todo el mundo para desarrollar fluidos y dispositivos de refrigeración de alta eficiencia y de bajo impacto ambiental que suplan las necesidades del creciente mercado (Kakac & Pramuanjaroenkij, 2009). Tales investigaciones enfocadas principalmente en el modelado de propiedades y el estudio de la transferencia de momentum y calor en fluidos y dispositivos.

Debido a que la transferencia de calor depende principalmente de la relación área superficial/volumen y de las propiedades térmicas del fluido refrigerante, la reducción del tamaño del dispositivo de refrigeración junto con un incremento en la conductividad térmica del fluido refrigerante, contribuyen a un mejoramiento de la disipación térmica. De esta manera, y como alternativa a los retos que impone el mercado y el desarrollo tecnológico, se han desarrollado microintercambiadores de calor como dispositivos innovadores de refrigeración, junto con fluidos de mejores características térmicas, como lo son los nanofluidos y/o ferrofluidos. Así, canales con un diámetro hidráulico inferior a 1 mm, llamados microcanales, se utilizan en el control de fluidos, en microrreactores y en transferencia de calor, y actualmente se emplean en la refrigeración de microdispositivos electrónicos, robótica, automóviles y aeronáutica. Por otro lado, suspensiones coloidales estables de partículas con diámetros inferiores a 100 nm en fluidos de intercambio de calor tradicionales, conocidas como nanofluidos (J.A. Eastman, S.U.S. Choi, S. Li, & L.J. Thompson, 1997) (ferrofluidos en el caso de partículas magnéticas), han mostrado un aumento de hasta un 300% en la conductividad térmica cuando se compara con la del fluido base puro (Mohammed, Bhaskaran, Shuaib, & Saidur, 2011). De esta forma, la implementación de nanofluidos como fluidos refrigerantes en microcanales, ha mostrado ser una apropiada alternativa como dispositivo de intercambio de calor.

Aunque existe un gran número de investigaciones sobre la transferencia de calor en nanofluidos, aún no están claros los mecanismos de transferencia que la rigen, y se requieren nuevos modelos para predecir las propiedades térmicas y comportamiento dinámico de los mismos. Así, la anómala alta conductividad térmica de nanofluidos se ha explicado a la luz de varias descripciones mecanísticas incluyendo (Das, Choi, Yu, & Pradeep, 2008; Godson, Raja, Lal, & Wongwises, 2010; Keblinski, Phillpot, Choi, & Eastman, 2002) (1) la transferencia de energía debido a las colisiones entre partículas durante el movimiento Browniano traslacional, (2) la existencia de caminos de resistencia térmica más bajos en “clusters” de partículas, (3) termoforesis, (4) efectos de convección a nanoescala debido al movimiento browniano de la partículas, entre otros. De esta forma, y para el caso de suspensiones diluidas, es crucial determinar el rol del movimiento browniano en el aumento de la conductividad térmica de nanofluidos, y de un campo magnético externo actuando sobre las partículas, en el caso de ferrofluidos. Además de lo anterior, es de vital importancia conocer las implicaciones de la aplicación de ésta nueva tecnología en el campo de la refrigeración.

Los fenómenos térmicos presentes en nanofluidos y ferrofluidos no están claramente explicados, por lo tanto un análisis teórico de la transferencia de calor empleando tales suspensiones no es aún lo suficientemente acertada en sus predicciones. El desarrollo de modelos más rigurosos permitirá un análisis más aproximado de la transferencia de calor empleando tales fluidos, además de su aplicación en microdispositivos que cada día son más utilizados.

2. Marco Teórico

2.1. Nanofluidos y Ferrofluidos

Los Nanofluidos (NF) son suspensiones estables de partículas de tamaño nanométrico (1×10^{-9} m) en fluidos de transferencia térmica convencionales tales como aceite, agua, y etilenglicol.

Choi en el año de 1994 fue el primero que utilizó el término nanofluido para referirse a tales suspensiones (S. U. S. Choi & J. A. Eastman, 1995). Demostró que la adición de una pequeña cantidad (menos de 1% en volumen) de nanopartículas en líquidos de transferencia de calor tradicionales aumentaba la conductividad térmica del mismo hasta aproximadamente dos veces.

Por extensión los ferrofluidos (FF) son suspensiones de partículas magnéticas con un diámetro medio de aproximadamente 10 nm en los mismos líquidos portadores empleados en los nanofluidos. La diferencia entre ambos radica en que las propiedades de transporte de los segundos (FF) pueden ser manipuladas por medio de un campo magnético externo. Las ferropartículas contienen un sólo dominio magnético individual, y por lo tanto pueden ser tratadas térmicamente como pequeños imanes permanentes (dipolos magnéticos) en un líquido portador, agitadas por fuerzas de campo exteriores, y por colisiones con las moléculas del fluido (Rosensweig, 1985).

Cabe aclarar que el uso de ferrofluidos data de un tiempo anterior al de la aparición de los nanofluidos, sin embargo este último término es más general para nombrarlos. Los ferrofluidos fueron estudiados extensivamente por científicos soviéticos en la década del 80. Dicho auge en el tema se redujo hasta casi desaparecer, hecho que ocurrió de forma paralela con el proceso de disolución de la unión soviética. Esta parece una probable causa del menor interés científico, sin embargo, el tema, aunque en menor proporción, siguió siendo estudiado.

La característica especial de los ferrofluidos es la combinación del comportamiento normal de un líquido y adicionalmente, debido al superparamagnetismo (tendencia de los momentos dipolares de las ferropartículas a alinearse con un campo magnético) propio de las partículas, se tiene la ventaja de una manipulación directa de las propiedades de la suspensión tales como la viscosidad, conductividad térmica, birrefringencia óptica y condiciones de flujo mediante la aplicación un campo magnético.

En nanofluidos debidamente diseñados y fabricados se encuentran ventajas frente a otras suspensiones. Algunas de estas son:

- Partículas nanométricas con alta superficie específica, y por lo tanto mayor área de transferencia de calor entre las partículas y el fluido base.
- Suspensiones altamente estables. Predomina la dispersión de las partículas por el movimiento Browniano. No hay sedimentación
- Reducción de la potencia de bombeo necesaria para conseguir igual intensificación en la transferencia de calor en comparación con el fluido base puro en el caso de FF con viscosidad modificable.
- Reducción de la obstrucción en ductos ocasionada por partículas en comparación con suspensiones convenciones, promoviendo así la miniaturización del sistema.
- Algunas propiedades, incluyendo conductividad térmica y tensión superficial, son ajustables variando las concentraciones de partículas e intensidad de campos magnéticos. Esto para adaptarse a diferentes aplicaciones.

2.1.1.Preparación

Los procesos actuales para la fabricación de nanopartículas metálicas incluyen la molienda mecánica, condensación de gas inerte, precipitación química, deposición de vapor químico, microemulsiones y pulverización térmica (Das et al., 2008). Las

nanopartículas en la mayoría de los materiales tratados se producen más comúnmente en la forma de polvo, así, las nanopartículas pueden ser dispersadas en líquidos de base acuosa u orgánica para formar nanofluidos.

2.1.2. Propiedades Físicas

Desde la aparición de los términos nanofluido y ferrofluido la mayoría de las investigaciones en estos se han enfocado en el estudio de sus aplicaciones y lo que está tras de estas, es decir sus propiedades físicas (J. Philip, P. D. Shima, & B. Raj, 2008). Estas son fuertemente dependientes de la temperatura, la concentración volumétrica de las nanopartículas suspendidas, y en el caso de los FF también existe una fuerte dependencia con los campos magnéticos a los cuales este es sometido. Tales propiedades muestran grandes diferencias con las de fluidos puros por parte en magnitud y también en su comportamiento. Así, se ha encontrado que para nanofluidos la conductividad térmica llega a ser el doble que la del fluido base puro (S. U. S. Choi & J. A. Eastman, 1995), esto solo con incluir una pequeña cantidad de nanopartículas en el líquido portador. Existen fenómenos similares con la viscosidad y en ferrofluidos se ha encontrado que la propiedad puede tomar una magnitud negativa en presencia de campos magnéticos (J. H. Sánchez & C. Rinaldi, 2009). Así mismo el interés recae en las propiedades físicas pues estas son manipulables y permiten un rango de aplicaciones mayor que los fluidos convencionales (J. Philip, P. Shima, & B. Raj, 2008). Se estudiarán los mecanismos que rigen el anómalo comportamiento de las propiedades físicas de NF y FF, puesto que los modelos clásicos fallan a la hora de predecir las mismas.

Las propiedades físicas de los nanofluidos son determinadas a partir de dos enfoques, uno de los métodos es el uso correlaciones ajustadas a partir de datos experimentales, y se emplea ampliamente en la determinación de sus propiedades de transporte. El segundo enfoque consiste en el uso de ecuaciones clásicas para una mezcla de dos fases y se emplea en el cálculo de las propiedades

termofísicas. En el presente trabajo se investigará la conductividad térmica de nanofluidos y ferrofluidos, se desarrolla una correlación semiteórica para su predicción en suspensiones diluidas de Fe_3O_4 FF. La correlación es basada en dinámica browniana y además considera los efectos de campos magnéticos sobre la propiedad.

2.1.2.1. Viscosidad

La viscosidad es la oposición de un fluido a las deformaciones tangenciales, es decir resistencia al flujo. Esta propiedad sólo se manifiesta en fluidos en movimiento. Un fluido sin viscosidad se llama fluido ideal (Bird, Stewart, & Lightfoot, 2007).

La viscosidad de un líquido puede medirse por un parámetro dependiente de la temperatura llamado coeficiente de viscosidad. En el SI sus unidades son [Pa·s] y se simboliza con la letra griega η .

Debido a la presencia de partículas, la viscosidad de NF y FF es superior a la de los fluidos base, y para el caso especial de FF ésta puede ser manipulada a partir de un campo magnético externo. Para la determinación de la viscosidad de suspensiones coloidales se han desarrollado algunas expresiones teóricas, las cuales presentan resultados aceptables en relación a mediciones experimentales. Así, Einstein desarrollo una expresión teórica para la evaluación de la viscosidad efectiva, η_{eff} , de una suspensión diluida de partículas esféricas (Deen, 1998):

$$\eta_{eff} = \eta_{bf}(1 + 2.5\phi) \quad (2.1)$$

Donde η_{eff} es la viscosidad efectiva del nanofluido, η_{bf} es la viscosidad del fluido base y ϕ es la fracción volumétrica de sólidos en la suspensión.

La ecuación de Einstein fue extendida por Brinkman para suspensiones con concentraciones volumétricas menores al 5% (Huminic & Huminic, 2012):

$$\eta_{eff} = \frac{\eta_{bf}}{(1 - \phi)^{2.5}} \quad (2.2)$$

2.1.2.2. Densidad

La densidad, simbolizada con la letra ρ , es una magnitud escalar referida a la cantidad de masa de una sustancia contenida en un determinado volumen. La densidad media es la razón entre la masa de un cuerpo y el volumen que ocupa. En el SI sus unidades son $[\text{kg}/\text{m}^3]$. En los nanofluidos mediante la teoría de mezclas ideales (Smith & Ness, 2005) se puede deducir fácilmente una expresión para su cálculo, para ello se deben asumir volúmenes aditivos entre partículas y fluido base, esto implica partículas no porosas:

$$\rho_{eff} = (1 - \phi)\rho_{bf} + \phi\rho_{np} \quad (2.3)$$

Donde los subíndice ρ_{eff} , ρ_{bf} y ρ_{np} son la densidad efectiva de la suspensión, del fluido base y de las nanopartículas respectivamente

2.1.2.3. Calor Específico

El calor específico es una magnitud física que se define como la cantidad de calor que hay que suministrar a la unidad de masa de una sustancia o sistema termodinámico para elevar su temperatura en una unidad (kelvin). Habitualmente se simboliza con C_p , y en el SI sus unidades son $[\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}]$ (Wylen, Sonntag, & Borgnakke, 2003).

En los nanofluidos es posible calcular el calor específico mediante la teoría de mezclas (Smith & Ness, 2005), es decir, mediante un balance de energía en estado estacionario y suponiendo el calor específico constante con la temperatura, se llega a una expresión de la forma:

$$(\rho C_p)_{eff} = (1 - \phi)(\rho C_p)_{bf} + \phi(\rho C_p)_{np} \quad (2.4)$$

2.1.2.4. Conductividad Térmica

La conductividad térmica es una propiedad física de los materiales que mide la capacidad de conducción de calor. En otras palabras la conductividad térmica es también la capacidad de una sustancia de transferir la energía cinética de sus moléculas a otras moléculas adyacentes o a sustancias con las que está en contacto (Incropera & DeWitt, 1999). Es uno de los parámetros más importantes en la transferencia de calor, y la mayor parte de los trabajos experimentales en NF procuran estudiar esta propiedad como función de la temperatura y la fracción volumétrica de las nanopartículas en suspensión. En el SI la conductividad térmica se mide en $[W/(K \cdot m)]$.

Dada la “alta” conductividad térmica de las partículas suspendidas en NF y FF, se ha encontrado un considerable aumento en la conductividad térmica efectiva de éstas suspensiones, aun a bajas concentraciones (Kakac & Pramuanjaroenkij, 2009). Así, datos experimentales muestran un aumento en la conductividad térmica de la suspensión al incrementar la temperatura y la fracción volumétrica de las partículas (Das et al., 2008; M. Abareshi, Elaheh, Mojtaba, Khandan, & Abbas, 2010). La comprensión convencional de la conductividad térmica efectiva de las mezclas se origina a partir de formulaciones de medios continuos que implican típicamente sólo la fracción volumétrica, forma, tamaño de partícula y asumir la transferencia de calor difusiva en ambas fases, fluido y sólido. Este método puede dar una buena predicción para sistemas sólido-líquido con partículas más grandes, de tamaño microscópico, pero no explica las características inusuales de transferencia de calor en nanofluidos.

Maxwell desarrolló un modelo para determinar la conductividad eléctrica o térmica de medios heterogéneos con fracción volumétrica mínima de partículas (Maxwell, 1891). Aunque ha sido aplicado con éxito en compuestos sólidos, es aplicable en menor medida en suspensiones líquidas homogéneas, diluidas, y de partículas esféricas; sin embargo no predice con exactitud la conductividad térmica de los

nanofluidos, pues no contempla todos los mecanismos involucrados en el aumento de la misma.

$$k_{eff} = \frac{2k_{np} + k_{bf} + \phi(k_{np} - k_{bf})}{2k_{np} + k_{bf} - 2\phi(k_{np} - k_{bf})} \quad (2.5)$$

Hamilton y Crosser (Hamilton & Crosser, 1962) ampliaron el trabajo de Maxwell para aplicación en partículas no esféricas mediante el factor de forma simbolizado por la letra ψ , este puede determinarse experimentalmente para diferentes tipos de materiales. El objetivo de su investigación era desarrollar un modelo como una función de la forma de las partículas, la composición y la conductividad de las dos fases. El modelo de Hamilton y Crosser para la conductividad térmica es:

$$k_{eff} = k_{bf} \left(\frac{k_{np} + (\psi - 1)k_{bf} - (\psi - 1)\phi(k_{bf} - k_{np})}{k_{np} + (\psi - 1)k_{bf} + \phi(k_{bf} - k_{np})} \right), \quad (2.6)$$

donde $\psi = 3/\epsilon$ es el factor de forma, y ϵ es la esfericidad de la partícula, que se define como la relación de las áreas de superficie de una esfera con igual volumen al de la partícula. El modelo de Hamilton-Crosser se reduce al modelo de Maxwell cuando las partículas son esféricas, es decir $\epsilon = 1$, y es válido siempre y cuando la conductividad de las partículas es mayor que la conductividad del fluido por lo menos en un factor de cien.

En la literatura se encuentran expresiones que incorporan un efecto adicional a la conductividad térmica de una suspensión diluida estática, el cual surge de las corrientes de micro convección generadas por el movimiento caótico e incesante de las partículas. De ésta forma, k_{eff} estaría dada por:

$$k_{eff} = k_{static} + k_{dynamic} \quad (2.7)$$

El aporte dinámico se puede derivar a partir de los efectos convectivos que resultan del movimiento Browniano de las partículas. De ésta manera, Las condiciones dinámicas del sistema pueden ser modeladas mediante dinámica Browniana, mientras que el aporte estático puede ser calculado mediante expresiones del tipo Maxwell.

2.2. Movimiento Browniano

El movimiento browniano es el movimiento aleatorio que se observa en algunas partículas microscópicas que se hallan en un medio fluido (por ejemplo, polen en una gota de agua). Recibe su nombre en honor al escocés Robert Brown, biólogo y botánico que descubrió este fenómeno en 1827 y observó que pequeñas partículas de polen se desplazaban en movimientos aleatorios sin razón aparente (Mazo, 2002). El movimiento aleatorio de estas partículas se debe a que su superficie es bombardeada incesantemente por las moléculas del fluido, sometidas a una agitación térmica. Este bombardeo a escala atómica no es siempre completamente uniforme y sufre variaciones estadísticas importantes. Así, la presión ejercida sobre los lados puede variar ligeramente con el tiempo, y así se genera el movimiento observado.

El movimiento Browniano de las partículas se caracteriza por:

- Un movimiento irregular, compuesto por traslaciones y rotaciones, y su trayectoria no tiene tangente.
- Las partículas se mueven de forma independiente, incluso cuando se acercan entre sí a una distancia menor que su diámetro.
- El movimiento es más activo entre más pequeñas sean las partículas.
- La composición y la densidad de las partículas no tienen efecto apreciable sobre su movimiento.
- El movimiento es más activo en cuanto menor sea la viscosidad del fluido y mayor la temperatura.
- El movimiento no cesa.

Tanto la difusión de masa como la ósmosis se basan en el movimiento browniano, y la descripción matemática del fenómeno fue elaborada por Albert Einstein, constituyendo el primero de sus artículos escrito en 1903 (Einstein, 1903).

El movimiento Browniano pone de manifiesto las fluctuaciones estadísticas que ocurren en un sistema en equilibrio térmico, el denominado "ruido", que impone limitaciones a la exactitud de las medidas físicas.

En el caso de nanofluidos y ferrofluidos se ha observado que el movimiento Browniano da cuenta de las anomalías encontradas en sus propiedades de transporte. A partir de ésta teoría ha sido posible explicar el aumento en la conductividad térmica y la viscosidad de NF y FF. En el presente trabajo se considera el movimiento Browniano como un principio clave en las simulaciones y predicción de propiedades físicas.

2.3. Microintercambiadores de Calor

Un intercambiador de calor es un dispositivo diseñado para transferir calor entre dos medios que estén separados por una barrera o que se encuentren en contacto. Son parte esencial de los dispositivos de refrigeración, acondicionamiento de aire, producción de energía y procesamiento químico.

Un intercambiador típico es el radiador del motor de un automóvil, en el que el fluido refrigerante, calentado por la acción del motor, se refrigera por la corriente de aire que fluye sobre él y, a su vez, reduce la temperatura del motor volviendo a circular en el interior del mismo.

Los microintercambiadores (MCHE) son intercambiadores de calor en los cuales el fluido refrigerante está confinado en canales con dimensiones inferiores a 1mm. Debido a sus dimensiones tienen una relación entre área de transferencia de calor por unidad de volumen mayor a la de los intercambiadores de calor tradicionales. Éstos se han usado ampliamente en diversas aplicaciones en sistemas de fluidos térmicos, incluyendo los sistemas automotrices de refrigeración

Los microintercambiadores de calor generalmente comparten los mismos principios que los intercambiadores de calor convencionales a escala macro. Algunos microintercambiadores de calor básicos que son comparables a los

dispositivos de macroescala son de flujo cruzado y contra-flujo pero con dimensiones características mucho más pequeñas (en la escala micro).

2.3.1. Tipos

Al igual que los intercambiadores de escala macro convencionales, los microintercambiadores de calor tienen uno o dos canales de paso de fluidos. En el caso de un solo fluido se nombran como microsumideros de calor (MCHS por sus siglas en inglés), en estos se transfiere calor entre un fluido (cada uno de los fluidos puede ser un gas, un líquido, o un flujo multifase) y un bloque electrónico, o eliminando calor del fluido por elementos accionados eléctricamente como enfriadores o aletas de enfriamiento.

En el caso de microintercambiadores de calor de dos fluidos estos se clasifican generalmente por la orientación de los conductos de flujo, si van en igual dirección de flujo paralelo, y si van en direcciones opuestas de flujo en contracorriente.

3. Modelación de la conductividad térmica de suspensiones diluidas de nanopartículas de Fe_3O_4 bajo la acción de un campo magnético.

El uso de fluidos magnéticos ha atraído la atención en las últimas décadas debido a que exhiben propiedades funcionales, tanto térmicas como reológicas, cuando se someten a un campo magnético externo (Kordonsky, Gorodkin, & Demchuk, 1993; Odenbach, 2002). Por lo tanto, debido al control magnético de las propiedades de estas suspensiones se han observado varios fenómenos, tales como el aumento en la conductividad térmica y la viscosidad bajo la acción de campos magnéticos constantes (McTague, 1969; Popplewell & Al-Qenaie, 1987), lo que conduce a consecuencias interesantes para la hidrodinámica en general y para aplicaciones en las ciencias térmicas y de ingeniería.

Datos experimentales indican que la conductividad térmica efectiva de fluidos magnéticos aumenta con la temperatura y la fracción volumétrica de las nanopartículas magnéticas suspendidas, así como los nanofluidos comunes. Por otra parte, la conductividad de ferrofluidos se puede mejorar mediante el control de la movilidad y la alineación de las nanopartículas por un campo magnético externo. De ésta forma, Martsenyuk y Tchernatinskii (Martsenyuk & Tchernatinskii, 1980), y Brancher (Brancher, 1981) mostraron teóricamente, para un ferrofluido en un campo magnético rotando, la existencia de un flujo de calor perpendicular tanto al gradiente de temperatura aplicado como a la velocidad angular del campo magnético. La suspensión se comporta entonces de manera anisotrópica y los fenómenos de conducción de calor dependen de la velocidad angular de las partículas. Shulman et al. (Shulman, Kordonsky, & Demchuk, 1979) y Li et al. (Li, Xuan, & Wang, 2005) determinaron experimentalmente la conductividad térmica de diferentes fluidos magnéticos bajo un campo magnético externo. Sus resultados muestran que un campo magnético paralelo al gradiente de temperatura aumenta notablemente la conductividad térmica del fluido magnético en comparación con la del fluido portador puro. Además, Phillip et al. (Philip,

Shima, & Raj, 2007), Nkurikiyimfura et al. (Nkurikiyimfura, Wang, & Pan, 2013), y Gavili et al. (Gavili, Zabihi, & Isfahani, 2012) observaron una mejora significativa de la conductividad térmica, hasta 300%, en Fe_3O_4 -ferrofluidos bajo la influencia de un campo magnético aplicado a lo largo del flujo de calor. El aumento de la conductividad térmica se atribuyó a la conducción de calor eficaz a través de la estructura en forma de cadena formada en la suspensión. A diferencia de los resultados encontrados en los estudios antes mencionados, suspensiones magnéticas de nanopartículas CoFe_2O_4 y $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ muestran una disminución de la conductividad térmica a medida que el campo magnético se incrementa para intensidades bajas, y un valor más o menos constante a intensidades altas (Djurek, Znidarsic, & Kosak, 2007).

Para el modelamiento de la conductividad térmica se considera la suspensión compuesta de nanopartículas esféricas no-interactuantes, permanentemente magnetizadas y sometidas a un campo magnético. El modelo tiene en cuenta el papel del movimiento Browniano, donde la velocidad de las nanopartículas se calcula a través de simulaciones de dinámica Browniana implementadas en FORTRAN 90. El efecto del campo magnético externo sobre la conductividad térmica efectiva del ferrofluido se determina en presencia de un campo rotando y un gradiente de campo magnético. Ambos se evalúan a diferentes frecuencias y diferentes intensidades. Finalmente se determina el efecto combinado de las variables sobre la conductividad térmica de la suspensión.

3.1. Formulación del modelo

3.1.1. Expresión para la conductividad térmica

Se desarrolló una correlación semiteórica para la conductividad térmica de nanofluidos y ferrofluidos siguiendo el planteamiento propuesto por Jang y Choi (S. P. Jang & Choi, 2004), para el cual se considera un ferrofluido diluido con

partículas esféricas sometidas a fuerzas brownianas, hidrodinámicas y magnéticas. El ferrofluido modelado es estable, es decir, no sedimenta, y además está compuesto por partículas de masa despreciable, por lo tanto se desprecia el efecto de la fuerza gravitacional.

Con el fin de realizar un análisis de la transferencia de calor en un ferrofluido, se consideran los mecanismos presentes en el seno de este, los cuales están dados por (S. P. Jang & Choi, 2004):

1. Colisiones entre las moléculas de fluido base que dan lugar al intercambio de energía entre las mismas, este modo corresponde a la conducción a través del fluido base y se expresa en términos de la conductividad térmica de tal fluido base puro:

$$\mathbf{q}_{bf} = -k_{bf}\nabla T(1 - \phi) \quad (3.1)$$

El efecto de este mecanismo se pondera multiplicando por el volumen que ocupa el fluido base en el volumen total del ferrofluido, este corresponde a la fracción volumétrica del mismo.

2. El segundo modo de transferencia de energía corresponde a la difusión térmica de las nanopartículas en el fluido. De igual forma multiplicado por la fracción volumétrica, en este caso de partículas en el ferrofluido. Este se expresa como:

$$\mathbf{q}_{np} = -k_{np}\nabla T\phi \quad (3.2)$$

3. El tercer modo de transferencia de energía se da por las colisiones entre nanopartículas debido al movimiento Browniano en el seno del ferrofluido. Puesto que el ferrofluido es diluido estas interacciones se presentan raramente, es por lo tanto un proceso muy lento en relación a los otros y por ende con un orden de magnitud pequeño. Así, este término es despreciable (S. P. Jang & Choi, 2004).

4. El último modo de transferencia de energía en el seno del ferrofluido se da por la interacción térmica entre las moléculas del fluido base y las nanopartículas que se mueven por acción de la fuerza Browniana, este fenómeno es llamado nanoconvección y se expresa en términos de un coeficiente convectivo de transferencia de calor de forma similar a la expresión para convección a nivel macroscópico.

$$\mathbf{q}_{nc} = h(T_{np} - T_{bf})\phi\mathbf{n} \quad (3.3)$$

En donde \mathbf{n} es el vector unitario normal a la superficie donde ocurre la transferencia de calor.

Multiplicando y dividiendo la ecuación (3.3) por el espesor de la capa límite térmica, se tiene que:

$$\mathbf{q}_{NC} = h(T_{np} - T_{bf})\phi \frac{\delta_T}{\delta_T} \mathbf{n} \quad (3.4)$$

El espesor de la capa límite térmica δ_T corresponde a la región próxima a la interfase sólido-fluido en la cual están presentes los gradientes de temperatura (Incropera & DeWitt, 1999). Esta inicia desde la superficie de las nanopartículas y finaliza donde la temperatura del fluido es aproximadamente la temperatura de bulbo.

Con el fin de calcular el espesor de la capa límite térmica, Jang y Choi (S. P. Jang & Choi, 2004) postularon que 3 nanocapas de moléculas del fluido base organizadas actúan como una capa límite hidrodinámica. Se define entonces el espesor de la capa límite hidrodinámica como:

$$\delta_H \sim 3d_{bf} \quad (3.5)$$

Para el agua, fluido base empleado en el presente trabajo, se tiene un diámetro de molécula $d_{BF} = 0.15$ nm, por lo tanto el espesor de la capa límite hidrodinámica es

0.75 nm. El espesor de la capa límite térmica e hidrodinámica se relacionan mediante la siguiente expresión (Incropera & DeWitt, 1999):

$$\delta_T \sim \frac{\delta_H}{Pr^{1/3}} \quad (3.6)$$

Ahora, conociendo los diferentes modos de transferencia de calor presentes en el ferrofluido, se deduce la expresión para la conducción de calor a través de la suspensión realizando una combinación lineal de estos:

$$\mathbf{q}_{Total} = \mathbf{q}_{bf} + \mathbf{q}_{np} + \mathbf{q}_{nc} \quad (3.7)$$

Reemplazando cada termino correspondiente a los modos de transferencia de calor en (3.7), resulta:

$$\mathbf{q}_{Total} = -k_{bf} \nabla T (1 - \phi) - k_{np} \nabla T \phi + h(T_{np} - T_{bf}) \phi \frac{\delta_T}{\delta_T} \mathbf{n} \quad (3.8)$$

Puesto que la transferencia de calor ocurre a nivel nanométrico, es posible expresar el gradiente de temperatura de la siguiente forma:

$$\nabla T = \frac{(T_{bf} - T_{np})}{\delta_T} \mathbf{n} \quad (3.9)$$

Por lo tanto la ecuación (3.8) se transforma en:

$$\mathbf{q}_{Total} = -k_{bf} \nabla T (1 - \phi) - k_{np} \nabla T \phi - h \nabla T \phi \delta_T \quad (3.10)$$

De la ecuación (3.10) y de la linealidad del operador gradiente se tiene:

$$\mathbf{q}_{Total} = -(k_{bf}(1 - \phi) + k_{np}\phi + h\phi\delta_T) \nabla T \quad (3.11)$$

El “flux” de calor total transferido por el ferrofluido se expresa como:

$$\mathbf{q}_{Total} = -k_{eff} \nabla T \quad (3.12)$$

Al reemplazar el “flux” de calor total transferido por el ferrofluido en (3.11) se obtiene que:

$$-k_{eff} \nabla T = -(k_{bf}(1 - \phi) + k_{np}\phi + h\phi\delta_T) \nabla T \quad (3.13)$$

Finalmente y de nuevo por la linealidad del operador gradiente, la conductividad térmica efectiva de la suspensión estaría dada por:

$$k_{eff} = k_{bf}(1 - \phi) + k_{np}\phi + h\phi\delta_T \quad (3.14)$$

Koo y colaboradores (Koo & Kleinstreuer, 2005) propusieron un modelo que considera el aporte estático y dinámico que en la conductividad térmica de los nanofluidos tienen las nanopartículas al moverse en el seno del mismo. La correlación propuesta por Koo et. al corresponde a la ecuación (2.7) de la sección 2.1.2.4.

$$k_{eff} = k_{static} + k_{Dynamic} \quad (3.15)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación corresponde al aporte de una solución diluida estática. Este aporte también puede observarse en el modelo propuesto por Jang & Choi en los dos primeros términos del lado derecho de la ecuación (3.14). Al comparar las dos ecuaciones tenemos que:

$$k_{static} = k_{bf}(1 - \phi) + k_{np}\phi \quad (3.16)$$

$$k_{Dynamic} = h\phi\delta_T \quad (3.17)$$

En el modelo de Jang y Choi el aporte estático se considera como la suma de los aportes individuales de cada fase. Este modelo no predice bien el aumento en la conductividad térmica que presentan los nanofluidos. En el presente trabajo se toma la ecuación (3.14), y se modifica el aporte estático a la conductividad térmica, correspondiente a los dos primeros términos del lado derecho de la ecuación (3.7) por la correlación de maxwell, ecuación (2.5) de la sección 2.1.2.4.

$$k_{static} = \frac{2k_{np} + k_{bf} + \phi(k_{np} - k_{bf})}{2k_{np} + k_{bf} - 2\phi(k_{np} - k_{bf})} \quad (3.18)$$

Se reemplaza la correlación de maxwell en la ecuación (3.14) y se obtiene:

$$k_{eff} = \frac{2k_{np} + k_{bf} + \phi(k_{np} - k_{bf})}{2k_{np} + k_{bf} - 2\phi(k_{np} - k_{bf})} + h\phi\delta_T \quad (3.19)$$

Considerando que el ferrofluido estudiado en el presente trabajo es diluido, y asumiendo que las nanopartículas que los componen son perfectamente esféricas, es posible analizar el fluido bajo la aproximación de que las nanopartículas se comportan como una partícula individual inmersa en un medio infinito. Para expresar el aporte dinámico en función de variables conocidas se considera la solución analítica del problema de transferencia de calor en una esfera que rota y se traslada en un medio infinito que se reporta en la literatura (Acrivos & Taylor, 1962; Takhar & Whitelaw, 1978). Las ecuaciones diferenciales que rigen el comportamiento físico del sistema se resuelven por el método de perturbación regular. La solución en serie reportada por Takhar y Whitelaw es la corrección a la solución analítica hallada por Acrivos y Taylor (Acrivos & Taylor, 1962) en años previos, y es de la forma:

$$Nu = 2 + \frac{1}{2}PrRe_T + \frac{1}{4}(PrRe_T)^2 \ln \left[\frac{PrRe_T}{2} \right] + \left[\frac{PrRe_T}{2} \right]^2 \left[\frac{55}{1920} \frac{Re_R^2}{PrRe_T^2} + \dots \right] \quad (3.20)$$

La expresión anterior solo presenta los primeros términos de la solución total; el procedimiento de perturbación regular requiere un manejo algebraico minucioso y extenso para obtener la solución en forma de serie, esto incluye los coeficientes espectrales que acompañan a cada uno de los términos de la misma. Buscando simplificar el procedimiento los autores solo determinaron los primeros cuatro términos de la serie infinita. La solución exacta requiere la totalidad de sumandos de la misma. La expresión previa es por ende una solución aproximada.

En el procedimiento considerado en el presente trabajo se toman los primeros términos de la serie infinita. Para las condiciones dadas de la suspensión, los números de Reynolds y Prandtl son de orden 0.1 y 10 respectivamente, y con el fin de poder evaluar el efecto rotacional de las partículas, la ecuación (3.20) puede ser simplificada como:

$$Nu \sim 2 + \frac{1}{2} Pr Re_T + [Pr Re_T]^2 \left[\frac{Re_R^2}{Pr Re_T^2} \right] \quad (3.21)$$

Simplificando términos obtenemos una expresión para el número de Nusselt a partir de la solución obtenida por Takhar y Whitelaw para el problema de transferencia de calor de una esfera que rota y se traslada en un medio infinito:

$$Nu \sim 2 + \frac{1}{2} Pr Re_T + Pr Re_R^2 \quad (3.22)$$

En el presente trabajo se propone premultiplicar los números de Reynolds por constantes de ajuste A y C elevarlos a las potencias B y D respectivamente. Estas se determinan mediante datos experimentales de conductividad térmica y son únicas para cada ferrofluido. La expresión resultante es:

$$Nu = 2 + Pr(A Re_T^B + C Re_R^D) \quad (3.23)$$

donde el número de Nusselt se define como:

$$Nu = \frac{h d_p}{k_{bf}} \quad (3.24)$$

Por lo tanto el coeficiente convectivo de transferencia de calor requerido en la correlación del presente trabajo se obtiene mediante:

$$h = \frac{k_{bf} Nu}{d_p} \quad (3.25)$$

Al reemplazar (3.25) en (3.19) se obtiene finalmente la expresión para la conductividad térmica:

$$k_{eff} = \frac{2k_{np} + k_{bf} + \phi(k_{np} - k_{bf})}{2k_{np} + k_{bf} - 2\phi(k_{np} - k_{bf})} + \frac{k_{bf} Nu}{d_p} \phi \delta_T \quad (3.26)$$

El uso de la ecuación (3.26) requiere de las velocidades de traslación y rotación de las partículas para el cálculo de los respectivos números de Reynolds. El

conocimiento de dichas velocidades se hace a través de simulaciones de dinámica Browniana, las cuales se describen en la siguiente sección.

3.1.2. Dinámica Browniana

Las simulaciones de dinámica Browniana se basan en la integración de las ecuaciones de momento lineal y momento angular estocásticas en el límite no-inercial (debido a la masa despreciable de las partículas en una suspensión coloidal) de partículas no-interactuantes. Hay tres clases de fuerzas y torques actuando sobre una partícula: fuerza y torque hidrodinámico ($\mathbf{F}_h, \mathbf{T}_h$), fuerza y torque magnético ($\mathbf{F}_m, \mathbf{T}_m$), y fuerza y torque Browniano ($\mathbf{F}_B, \mathbf{T}_B$).

3.1.2.1. Balance de Momentum Lineal

El balance de momentum lineal para una partícula está dado por:

$$\mathbf{F}_h + \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_B = \mathbf{0} \quad (3.27)$$

La fuerza hidrodinámica sobre la partícula es:

$$\mathbf{F}_h = -\xi_T \cdot \mathbf{v} \quad (3.28)$$

Donde ξ_T es el tensor de resistencia hidrodinámica traslacional y \mathbf{v} es la velocidad relativa entre la nanopartícula y el fluido base. Puesto que para una esfera el tensor de resistencia hidrodinámico se reduce al coeficiente de resistencia hidrodinámico obtenido por Stokes (Deen, 1998), tenemos que:

$$\mathbf{F}_h = -\xi_T \mathbf{v} = -3\eta\pi d_p \mathbf{v}. \quad (3.29)$$

El campo magnético aplicado ejerce una fuerza tendiente a mover la partícula en la dirección del gradiente:

$$\mathbf{F}_m = \mu_0 (\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla \mathbf{H}) \quad (3.30)$$

donde el parámetro $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H}\cdot\text{m}^{-1}$ es la permeabilidad del espacio libre, y $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{n}$ es el momento dipolar magnético de la partícula con magnitud μ , siendo \mathbf{n}

un vector unitario en la dirección de $\boldsymbol{\mu}$. Reemplazando la fuerza hidrodinámica (3.29) y magnética (3.30) en la ecuación (3.27), el balance de fuerzas resulta en:

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\xi_T} [\mu_0(\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla \mathbf{H}) + \mathbf{F}_B] \quad (3.31)$$

La expresión anterior corresponde a la ecuación de Langevin (Mazo, 2002).

Haciendo $d\mathbf{r} = \mathbf{v}dt$, y finalmente integrando desde t hasta $t + \Delta t$ usando el método de Euler de primer orden hacia adelante, y aplicando el teorema de fluctuación-disipación al término Browniano, se obtiene que:

$$\Delta \mathbf{r} = \frac{1}{\xi_T} \mu_0(\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla \mathbf{H})\Delta t + \mathbf{B} \cdot \mathbf{w} \quad (3.32)$$

En la ecuación (3.32), el teorema de fluctuación-disipación está dado como $\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^T = D_T \mathbf{I}$, donde el superíndice T indica transposición, y $D_T = k_B T / \xi_T$, siendo k_B la constante de Boltzmann y T la temperatura, es la difusividad traslacional de la partícula. El vector \mathbf{w} es un vector de términos aleatorios caracterizado por una distribución Gaussiana con media cero $\langle \mathbf{w} \rangle = 0$ y varianza $\langle \mathbf{w} \cdot \mathbf{w} \rangle = 2\Delta t$.

De ésta forma, la ecuación resultante para el movimiento traslacional de las nanopartículas, la cual se puede emplear para determinar la velocidad de las mismas, será:

$$\Delta \mathbf{r} = \frac{1}{\xi_T} \mu_0(\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla \mathbf{H})\Delta t + D_T^{1/2} \mathbf{w} \quad (3.33)$$

En forma adimensional, la ecuación (3.33) puede escribirse como:

$$\Delta \tilde{\mathbf{r}} = \alpha(\tilde{\boldsymbol{\mu}} \cdot \tilde{\nabla} \tilde{\mathbf{H}})\Delta \tilde{t} + \sqrt{2}\tilde{\mathbf{w}} \quad (3.34)$$

donde las siguientes variables adimensionales fueron definidas:

$$\alpha = \frac{\mu_0 \mu H}{k_B T} \quad \tilde{\boldsymbol{\mu}} = \frac{\boldsymbol{\mu}}{\mu} \quad \tilde{\mathbf{H}} = \frac{\mathbf{H}}{H} \quad \Delta \tilde{t} = \frac{\Delta t D_T}{d_p^2} \quad \tilde{\mathbf{w}} = \frac{\mathbf{w} D_T^{1/2}}{\sqrt{2} d_p} \quad \tilde{\nabla} = L \nabla$$

Aquí α es el parámetro de Langevin, y k_B es la constante de Boltzmann.

3.1.2.2. Balance de Momentum Angular

El balance de momentum angular para una partícula está dado por:

$$\mathbf{T}_h + \mathbf{T}_m + \mathbf{T}_B = \mathbf{0} \quad (3.35)$$

El torque hidrodinámico sobre la partícula es:

$$\mathbf{T}_h = -\xi_R \cdot \boldsymbol{\omega} \quad (3.36)$$

Donde ξ_R es el tensor de resistencia hidrodinámica rotacional y $\boldsymbol{\omega}$ es la velocidad angular relativa entre la nanopartícula y el fluido base. Puesto que para una esfera el tensor de resistencia hidrodinámico se reduce al coeficiente de resistencia hidrodinámico obtenido por Stokes (Deen, 1998), tenemos que:

$$\mathbf{T}_h = -\xi_R \boldsymbol{\omega} = -\eta \pi d_p^3 \boldsymbol{\omega} \quad (3.37)$$

El campo magnético aplicado ejerce un torque tendiente a alinear la partícula en la dirección del campo:

$$\mathbf{T}_m = \mu_0 (\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}) \quad (3.38)$$

Reemplazando las ecuaciones (3.35) y (3.36) en (3.34), el balance de torques resulta en:

$$\boldsymbol{\omega}_i = \frac{1}{\xi_R} [\mu_0 (\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}) + \mathbf{T}_B] \quad (3.39)$$

De la cinemática de un cuerpo rígido, tenemos que la razón de cambio de un vector está dada por (Goldstein, Poole, & Safko, 2002):

$$\frac{d\mathbf{n}}{dt} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{n} \quad (3.40)$$

De ésta forma, y procediendo de igual manera que para el balance de momento lineal, haciendo uso de nuevo del teorema de fluctuación-disipación, la ecuación resultante para el movimiento rotacional de las partículas será:

$$\Delta \mathbf{n} = \frac{1}{\xi_R} \mu_0 [(\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{n}] \Delta t + D_R^{1/2} \mathbf{w} \times \mathbf{n} \quad (3.41)$$

En forma adimensional, la ecuación (3.40) puede escribirse como:

$$\Delta \mathbf{n} = \alpha [(\tilde{\boldsymbol{\mu}} \times \tilde{\mathbf{H}}) \times \mathbf{n}] \Delta \tilde{t} + \sqrt{2} \tilde{\mathbf{w}} \times \mathbf{n} \quad (3.42)$$

Donde, para éste caso, las siguientes variables adimensionales fueron definidas:

$$\Delta \tilde{t} = \Delta t D_R \quad \tilde{\mathbf{w}} = \frac{\mathbf{w} D_R^{1/2}}{\sqrt{2}}$$

3.1.2.3. Parámetros y condiciones de simulación

Las constantes de ajuste de la ecuación (3.23) se obtienen a partir del ajuste de datos experimentales (Sundar, Singh, & Sousa, 2013) de la conductividad térmica de Fe₃O₄-ferrofluido para una suspensión de $\phi = 0.01$ en ausencia de campo magnético.

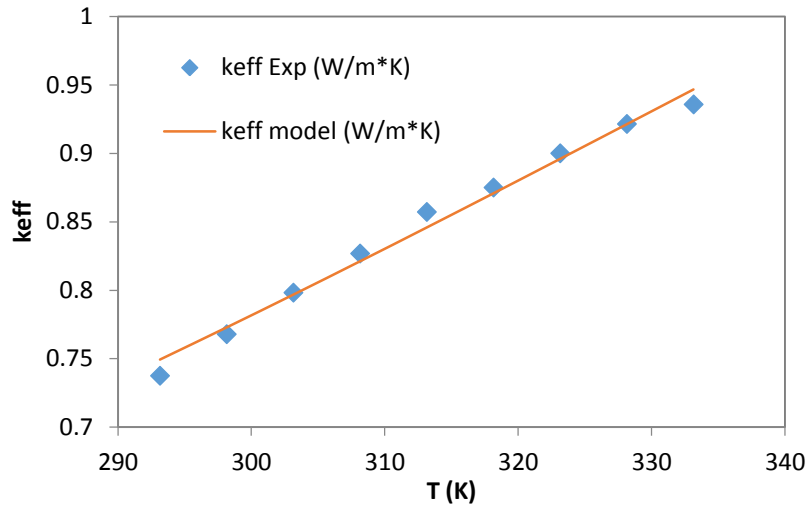


Figura 3.1. Curva de ajuste de conductividad térmica en función de temperatura para ferrofluido de Fe₃O₄ 1%, datos experimentales y modelo propuesto.

Por un análisis de regresión no lineal se obtuvo que $A = 3940$, $B = 4.31$, $C = 15860$ y $D = 0.73$ con un coeficiente de ajuste de $r^2 = 0.987$ (ver Fig. 3.1).

Las diferentes simulaciones se llevaron a cabo considerando 10^5 partículas no-interactuantes, un paso de tiempo $\Delta\tilde{t} = 0.01$, y diferentes valores del parámetro de Langevin ($0.01 \leq \alpha \leq 100$).

Puesto que las simulaciones tienen como objetivo determinar el efecto del campo magnético en la conductividad térmica, se proponen un campo magnético lineal, con un gradiente de campo constante, este tiene la siguiente forma:

$$\mathbf{H} = H_{Max} \frac{x}{L} \mathbf{e}_1 + H_{Min} \quad (3.43)$$

El gradiente de este campo es:

$$\nabla \mathbf{H} = \frac{H_{Max}}{L} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \quad (3.44)$$

Así, se incluirán estas expresiones para el campo magnético y se tomarán de la literatura las propiedades que las sustancias empleadas. Los balances se resolverán simultáneamente para el sistema compuesto de diez mil partículas, estos aplicados a cada una de ellas. Para tal fin se requiere llevar las ecuaciones (3.43) y (3.62) a términos del software de simulación empleado en esta etapa del trabajo (FORTRAN 90). Se implementa un algoritmo cual mediante un ciclo iterativo se resuelven los balances de fuerza y de momentum angular.

En la tabla 1.1. se presentan los parámetros empleados en la simulación:

Parámetro	Valor
n	10000
Δt (s)	0.1
d_p (nm)	13
ϕ	0.01

Tabla 3.1. Parámetros de Simulación para Conductividad térmica.

Puesto que la correlación propuesta posee dos constantes de ajuste propias de cada ferrofluido se emplearán datos experimentales reportados en la literatura (Sundar et al., 2013) para determinarlas. La metodología consiste en tomar los datos experimentales y mediante mínimos cuadrados ajustar la correlación propuesta a los mismos con el fin de obtener estas constantes, así, se podrá predecir la conductividad térmica para diferentes temperaturas al igual que para diferentes intensidades de campo magnético.

3.2. Análisis de resultados

El efecto de la intensidad del campo magnético aplicado sobre la conductividad térmica efectiva de la suspensión se muestra en la Fig. 3.2. para diferentes temperaturas. Se encontraron aumentos significativos en la conductividad térmica efectiva de la suspensión en presencia de campos magnéticos altos, sin embargo se observa para $\alpha = 1$ una disminución en la magnitud de la propiedad térmica en correspondencia con la disminución del número de Reynolds rotacional que puede darse debido a la oposición de las fuerzas magnética y browniana actuantes sobre la nanopartícula. Así mismo para $\alpha \geq 10$ se encuentran aumentos en la conductividad térmica de 2 a 3 veces siendo proporcional con la temperatura tal aumento, así para temperaturas más altas es mayor el incremento. Se encuentran aumentos de 6 a 9 veces de la conductividad térmica sin campo para $\alpha \geq 50$ y finalmente para $\alpha = 100$ se observa que el aumento de la conductividad térmica es de 9 a 14 veces la del ferrofluido sin campo magnético. En correspondencia con lo observado se evidencia que el efecto del campo magnético sobre la conductividad térmica es relevante, esto puede ser deberse a que al promover la nanoconvección en el seno del ferrofluido se promueve el microintercambio térmico y con esto la conductividad térmica como propiedad macroscópica se ve aumentada.

α	$k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}0}^{293.15}$	$k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}0}^{303.15}$	$k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}0}^{313.15}$	$k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}0}^{323.15}$	$k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}0}^{333.15}$
1	0.8841	0.8660	0.8482	0.8310	0.8146
10	2.2037	2.3916	2.5765	2.7553	2.9261
50	5.9647	6.7396	7.5020	8.2396	8.9441
100	9.6387	10.9872	12.3138	13.5972	14.8231

Tabla 3.2. Relación conductividad térmica con y sin campo a diferentes temperaturas.

En la figura 3.2. se presentan las variaciones de la conductividad térmica para diferentes intensidades de campo magnético y temperaturas:

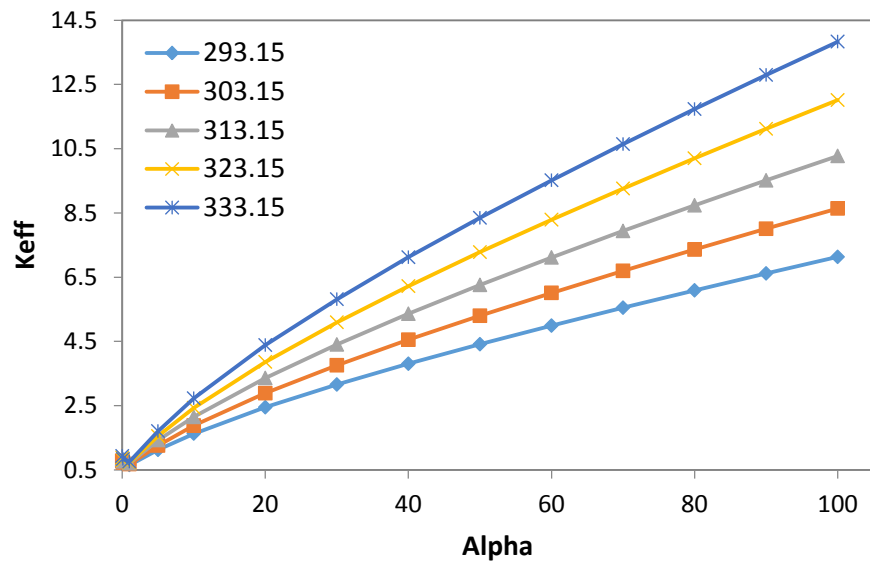


Figura 3.2. Conductividad térmica de un ferrofluido de Fe_3O_4 1% en función de temperatura y del campo magnético.

Se observa que la conductividad térmica es una función fuertemente dependiente de la temperatura, esto es acorde al comportamiento esperado en un campo browniano, donde la temperatura excita el movimiento de las nanopartículas, que

se desplazan a mayor velocidad al incrementar la temperatura y por ende la energía cinética de las moléculas. Esta velocidad se puede ver reflejada en la nanoconvección que depende del coeficiente de convección que a su vez es función directa de la velocidad relativa entre nanopartículas y fluido base. La dependencia de la conductividad térmica con campo magnético es fuerte también, sin embargo esta se evidencia de forma más marcada para α superiores a 20, esto muestra el efecto que sobre las nanopartículas magnéticas tiene ese campo que contribuye a su movimiento. El comportamiento de la conductividad térmica es de forma exponencial con respecto al campo magnético, mientras que con la temperatura es una dependencia cuadrática.

La propiedad de transporte térmico no permite ver directamente la incidencia de las variables que dan lugar a su marcado aumento, sin embargo su magnitud es un promedio de la combinación de varias causas individuales, por ende es relevante estudiar las variaciones en los números de Reynolds para determinar las causas en el aumento de la conductividad térmica.

Se observa de las magnitudes de las constantes de ajuste que, en ausencia de campos magnéticos el mayor efecto dinámico sobre la conductividad de la suspensión es el debido al movimiento traslacional, mientras que el efecto del movimiento rotacional no tiene marcada influencia. Esto es acorde a lo reportado en la literatura (Acrivos & Taylor, 1962; Kreith, Roberts, Sullivan, & Sinha, 1963; Takhar & Whitelaw, 1978), sin embargo este comportamiento no es el esperado en presencia de campos magnéticos, ya que estos inciden directamente en la rotación y son tales que su efecto se evidencia con números de Reynolds rotacionales mayores que uno, el aumento en la propiedad macroscópica será apreciable, incluso mayor que el efecto mismo de la traslación.

De las simulaciones realizadas se graficaron los números de Reynolds correspondientes a 323.15 K, esto con el fin de evaluar su comportamiento frente a la acción de un campo magnético.

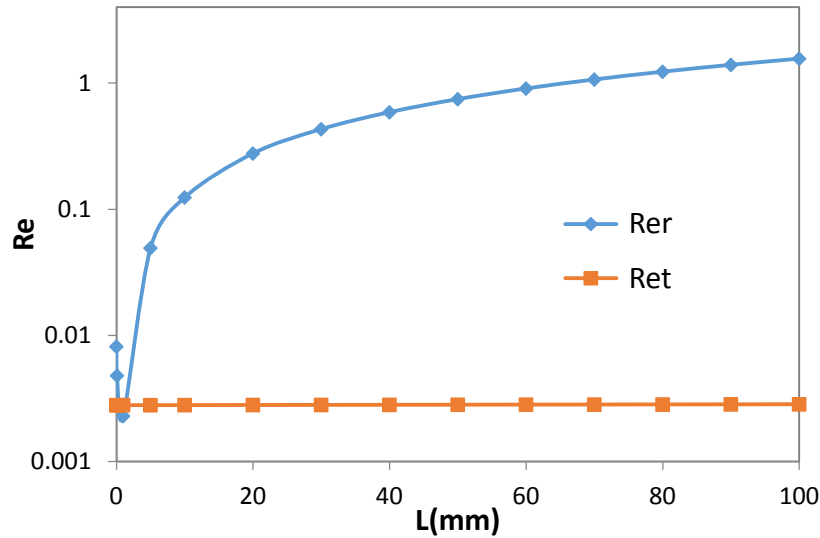


Figura 3.3. Numero de Reynolds rotacional y traslacional en función del campo magnético para un ferrofluido de Fe_3O_4 1% a 323.15 K.

De la figura 3.3. se observa que en presencia de un campo magnético dado por $\alpha \leq 1$ el numero de Reynolds desciende de un valor de aproximadamente 0.01 hasta algo menos de la mitad, este descenso se atribuye a que las nanopartículas inmersas en el fluido que rotan por acción del movimiento browniano ven afectada su trayectoria por la fuerza magnética impuesta por el campo, así, el momento dipolar de las nanopartículas tiende a alinearse con el campo, esta alineación interfiere con la rotación debida a esas fuerzas ocasionadas por el choque aleatorio de las moléculas del fluido base con las nanopartículas, es decir con la rotación browniana. A medida que el campo magnético aumenta su intensidad, es decir, para $\alpha \geq 1$, la alineación de las nanopartículas con el campo magnético es tal que el efecto del movimiento browniano es despreciable, y ahora la rotación es ocasionada por la fuerza magnética que provoca la alineación del momento dipolar magnético de la partícula con el campo, entonces el movimiento de rotación de esta intenta seguir al campo. Así, se observa que para $\alpha \leq 1$ el comportamiento de la conductividad térmica de la suspensión es acorde al predicho por la teoría, sin embargo cuando el parámetro de Langevin excede la unidad el efecto de la

rotación en la nanoconvección es tal que los efectos sobre la propiedad de transporte térmico contradicen la teoría y se observa un aumento significativo en la misma.

En cuanto al comportamiento de los números de Reynolds traslacional se observa un aumento lineal de su magnitud debido al campo magnético, en este caso la fuerza magnética no se opone a la fuerza browniana, y es el aporte de ambas fuerzas el aumenta la velocidad a la que partícula se traslada en el seno del fluido, así, el campo magnético contribuye a la conductividad térmica de la suspensión. Lo anterior se comprueba en la figura 3.3. en donde se observa que la presencia de campo incrementa el número de Reynolds de forma lineal y no se evidencian puntos de decaimiento que den cuenta de la interferencia de ambas fuerzas.

Al comparar el número de Reynolds rotacional y traslacional en la figura 3.3. se evidencia que el aporte del campo magnético es relevante en el número de Reynolds rotacional, mostrando que para campos dados por $\alpha \geq 1$ el comportamiento es de forma exponencial, mientras que el número de Reynolds traslacional no evidencia un aumento significativo en su magnitud. Así, se observa que el efecto que el campo magnético tiene sobre la conductividad térmica del nanofluido es principalmente debida al aumento de la rotación de la nanopartículas, esta rotación tiene un efecto fuerte en la nanoconvección que origina altos valores en la propiedad.

3.3. Conclusiones

Se desarrollo una correlación para la conductividad térmica de ferrofluidos, tal correlación considera efectos brownianos y magnéticos sobre la propiedad. Con el fin de validar y ver la aplicación la correlación propuesta se simuló el comportamiento dinámico de una suspensión de Fe_3O_4 al 1% en agua.

Se encontraron aumentos significativos para la conductividad térmica, mostrando la facultad que tienen los ferrofluidos de poder modificar sus propiedades físicas. Así se evidenció el efecto directamente proporcional de la temperatura y campo magnético sobre el ferrofluido, esto acorde a lo esperado en donde la nanoconvección se ve favorecida por tales variables.

Del modelo y las magnitudes de los parámetros de ajuste se observó que para las condiciones en ausencia de campos magnéticos, el efecto que prima sobre la conductividad térmica es el de la traslación de las nanopartículas en suspensión, pues el termino Reynolds rotacional tiene una magnitud muy pequeña y no incide de forma significativa en la nanoconvección. Sin embargo en presencia de campos magnéticos el número de Reynolds rotacional aumenta su magnitud y es el efecto de la rotación el que prima sobre el de la traslación. Se observó que el campo magnético tiene una fuerte incidencia en la rotación de las nanopartículas, mas no en la traslación.

El efecto del movimiento browniano sobre la conductividad térmica de una suspensión de Fe_3O_4 1% en agua es apreciable para ausencia o bajas intensidades de campo magnético, más aun, se encontró que para $\alpha \geq 1$ el efecto browniano empieza a ser despreciable frente a los ocasionados por el campo magnético. Las interacciones entre nanopartículas y moléculas del fluido base que dan lugar al movimiento browniano dejan de ser relevantes y la dinámica de la suspensión comienza ser regida por los efectos magnéticos. El efecto del campo tiene fuerte incidencia en nanopartículas magnéticas, sin embargo para partículas diamagnéticas el efecto es nulo, por ende se espera que el efecto que rijan en suspensiones no magnéticas sea exclusivamente el browniano, este es suficiente para dar cuenta del marcado aumento de la conductividad térmica cuando se tiene una suspensión diluida como las aquí estudiadas.

Se observó el fuerte efecto que la temperatura tiene sobre la conductividad térmica, así al tener un nanofluido a con elevadas temperaturas se tienen moléculas de fluido base y nanopartículas fuertemente excitadas que se mueven con mayor rapidez y por ende contribuyen a la nanoconvección favoreciendo de

forma directa la transferencia de calor a nivel micro y por ende la conductividad térmica a nivel macroscópico.

Finalmente, se determinó el efecto que en la conductividad térmica de los ferrofluidos tiene el campo magnético y la temperatura, se encontraron aumentos significativos en la propiedad y vale la pena la realización de estudios más detallado de estos fluidos y de sus posibles aplicaciones en sistemas de microintercambio térmico.

4. Transferencia convectiva de calor de nanofluidos en un microcanal con aletas longitudinales internas.

Posterior al desarrollo y ajuste de la correlación se llevaron a cabo simulaciones en COMSOL Multiphysics para estudiar el efecto de nanofluidos y ferrofluidos como refrigerantes de alta eficiencia en microcanales, primero sin campo magnético y luego bajo la acción de este. En la primera parte del trabajo se realizó la simulación de un microcanal rectangular con aletas longitudinales internas empleando tres nanofluidos de óxidos de cobre, zinc y aluminio en base agua. Tal simulación permitió determinar el efecto de los nanofluidos como fluidos refrigerantes de alta eficiencia y la mejora presentada en la transferencia de calor con respecto al fluido base puro.

4.1. Formulación del modelo

Para la simulación de sistemas de intercambio de calor se asume que el nanofluido se puede modelar como un continuo puesto que las dimensiones características de confinamiento para los nanofluidos son mucho mayores al tamaño de las nanopartículas. Por ende se emplean las ecuaciones de conservación de masa, momentum y energía en forma diferencial.

El dominio del sistema corresponde a un microcanal cuadrado con cuatro aletas longitudinales internas tal cual se muestra en la figura 4.1. Debido a los planos de simetría solamente se considera un cuarto de la sección transversal del canal. Ya que el software emplea el método de elementos finitos para resolver los balances diferenciales se sabe que una sección de simulación con menor tamaño reduce el número de nodos necesarios para resolverlos y por lo tanto el número de iteraciones para convergencia. El microcanal es $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ de sección transversal, y 50 mm de longitud. Este conjunto, incluyendo las aletas internas, se

considera hecho de aluminio. La Tabla 4.1 muestra las dimensiones del microintercambiador de calor y los parámetros de simulación.

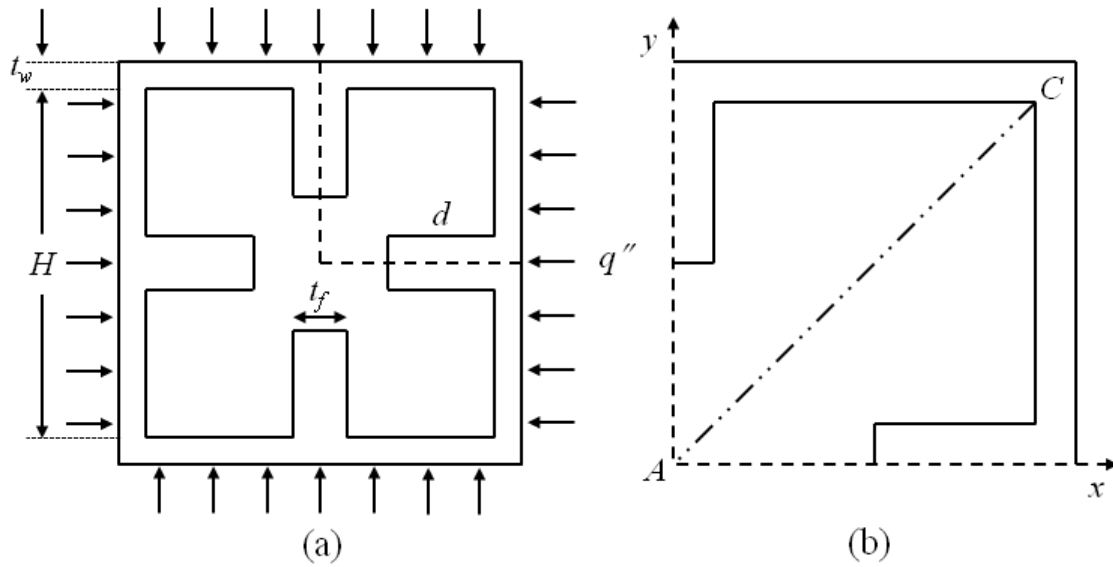


Figura 4.1. Microintercambiador de calor.

Parámetro	Valor
L (mm)	50
H (μm)	200
t_f (μm)	20
t_w (μm)	10
d (μm)	50
q'' (W/m^2)	5.5×10^5
T_{in} (K)	300
v_{in} (m/s)	5
ϕ	0.07

Tabla 4.1. Valores de los parámetros usados en las simulaciones.

Suponiendo flujo laminar incompresible en estado estable junto con las condiciones de fronteras apropiadas, se resolverán las ecuaciones de continuidad, de Navier-Stokes y la ecuación de energía mediante el software COMSOL Multiphysics el cual, como ya se mencionó, emplea el método de elementos finitos en la solución de las ecuaciones diferenciales parciales que rigen el sistema

Ecuación de continuidad:

$$\nabla \cdot (\rho_{eff} \mathbf{v}) = 0 \quad (4.1)$$

Ecuación de conservación de momentum:

$$\nabla \cdot (\rho_{eff} \mathbf{v}) = 0 \quad (4.2)$$

Ecuación de Conservación de energía:

$$\rho_{eff} C_{p,eff} (\mathbf{v} \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (4.3)$$

Donde el último término del lado derecho corresponde a la energía generada por disipación viscosa dado por el doble producto punto entre el tensor de esfuerzos viscosos con el gradiente de la velocidad:

$$\boldsymbol{\tau} = \eta_{eff} [(\nabla \mathbf{v}) + (\nabla \mathbf{v})^T] \quad (4.4)$$

Las siguientes condiciones de frontera, correspondientes a la figura 4.1. (b), se establecieron para el sistema de ecuaciones diferenciales parciales:

- Condición de frontera simétrica en $x = 0, 0 \leq y \leq H/4, y = 0, 0 \leq x \leq H/4$

$$\mathbf{n} \cdot (k_{eff} \nabla T) = 0 \quad ; \quad \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} = 0 \quad (4.5)$$

- Condición de frontera de flux de calor constante en: $y = H/4, 0 \leq x \leq H/4$
 $x = H/4, 0 \leq y \leq H/4$

$$\mathbf{n} \cdot (k_{eff} \nabla T) = q \quad (4.6)$$

- La transferencia de calor conjugado implica la continuidad de la temperatura y flujo de calor en la interface sólido-líquido, además de la condición de no deslizamiento.

$$T_w = T_f ; \mathbf{n} \cdot (k_w \nabla T) = \mathbf{n} \cdot (k_{eff} \nabla T) ; \mathbf{v} = 0 \quad (4.7)$$

- En sección transversal de la entrada, $z = 0$ se consideraron uniformes los campos de velocidad y Temperatura.

$$\mathbf{v} = v_{in} \mathbf{e}_z ; T = T_{in} \quad (4.8)$$

- Por último, en la salida de la sección transversal, $z = L$, fueron prescritas las siguientes condiciones de frontera:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 ; \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 ; v_x = v_y ; p = 0 \quad (4.9)$$

El número de Nusselt local promedio y el coeficiente de transferencia de calor se obtuvieron a partir de los resultados de las simulaciones una vez que se logró la convergencia. El coeficiente de transferencia de calor convectivo y el número de Nusselt en las paredes interiores del canal se define por:

$$h = \frac{q}{(T_w - T_b)} \quad (4.10)$$

$$Nu = \frac{hD_h}{k_{eff}} \quad (4.11)$$

T_w es la temperatura local de pared promedio, y T_b es la temperatura local promedio de la masa de fluido definida en 2D como:

$$T_b = \frac{\iint_A \rho_{eff} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) C_{p,eff} T dA}{\iint_A \rho_{eff} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) C_{p,eff} dA} \quad (4.12)$$

Todas las propiedades termofísicas de los nanofluidos se consideran dependientes de la temperatura. La viscosidad efectiva del nanofluido de Al₂O₃ a base de agua se calcula a partir de la relación dada en (Abu-Nada, 2009):

$$\eta_{Al_2O_3} = -0.155 - \frac{19.582}{T} + 0.794\phi + \frac{2094.47}{T^2} - 0.192\phi^2 - 8.11 \frac{\phi\phi}{T} - \frac{27463.863}{T^3} + 0.0127\phi^3 + 1.6044 \frac{\phi^2}{T} + 2.1754 \frac{\phi}{T^2} \quad (4.13)$$

Para calcular la viscosidad efectiva del nanofluido de ZnO se utiliza la ecuación de Brinkman. Por otro lado, la viscosidad del nanofluido de CuO se correlaciona como una función de la temperatura a partir de los datos experimentales reportados en (Nguyen et al., 2007).

Se obtiene la conductividad térmica efectiva de los nanofluidos usando el modelo desarrollado por Vajjha y Das (Vajjha & Das, 2010):

$$k_{eff} = \frac{k_p + 2k_{bf} - 2(k_{bf} - k_p)\phi}{k_p + 2k_{bf} + (k_{bf} - k_p)\phi} k_{bf} + 5 \times 10^5 \beta \phi \rho_{bf} C_{p,bf} \sqrt{\frac{k_B T}{\rho_p d_p}} f(T, \phi) \quad (4.14)$$

Donde:

$$f(T, \phi) = (2.8217 \times 10^{-2}\phi + 3.917 \times 10^{-3}) \left(\frac{T}{T_0}\right) + (-3.0669 \times 10^{-2}\phi - 3.91123 \times 10^{-3}) \quad (4.15)$$

β es un parámetro que está en términos de la fracción volumétrica de las partículas.

Además, la densidad y el calor específico efectivos de los nanofluidos se calculan mediante la teoría de mezclas (Smith & Ness, 2005).

Siguiendo la metodología utilizada por Foong et al (Foong, Ramesh, & Chandratilleke, 2009), con el fin de validar el modelo empleado, se simuló un microcanal cuadrado sin aletas que previamente había sido simulado por Lee y Garimella (Lee & Garimella, 2006), los resultados del presente trabajo se compararon con los obtenidos por Lee y Garimella. La figura 4.2 muestra el número de Nusselt local promedio como una función de la distancia desde la entrada del canal para ambas simulaciones.

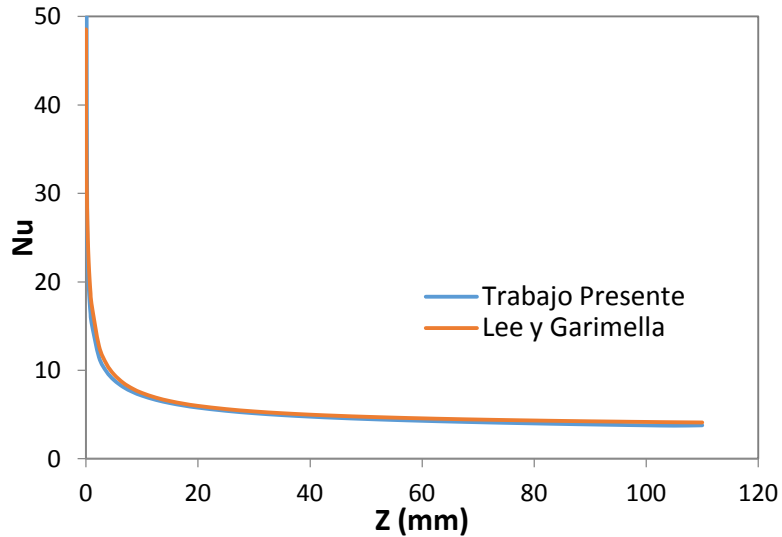


Figura 4.2. Numero de Nusselt para un microcanal rectangular con agua. Validación del modelo propuesto.

Tal como se ve en la figura 4.2., los resultados de la simulación en el presente estudio concuerdan bien con los obtenidos por Lee y Garimella, esto valida el modelo y el software aquí empleados.

4.2. Análisis de resultados

Basándose en los resultados numéricos, la figura. 9 muestra con colores los contornos de temperatura de un cuarto de área de sección transversal del microsumidero de calor con agua y los nanofluidos a base de agua sometidos a un flujo de calor fijo de $5,5 \times 10^5$ W/m². La Figura 9 (a) muestra que, cuando se utiliza agua como refrigerante, la región central es más fría que cuando se utilizan nanofluidos, indicando una diferencia máxima de temperatura de alrededor de 40°C entre las paredes del microcanal y el refrigerante.

Sin embargo, para el caso de los nanofluidos, el nanofluido de CuO exhibe una temperatura más alta que los otros en la región central, como se muestra en la

figura 4.3 (c), que presenta, además, una temperatura más alta en las paredes. La figura 4.4 muestra la variación de temperatura a través de la diagonal AC para todos los fluidos considerados en este estudio. Es evidente que el nanofluido CuO exhibe la temperatura más alta a lo largo de la diagonal como se mencionó anteriormente, mientras que los nanofluidos de Al₂O₃ y de ZnO no muestran diferencias significativas, como se puede ver en la figura 4.3. (b) y 4.3. (d). Por otro lado, la figura muestra una pendiente más pronunciada para el agua, lo que indica una menor tasa de transferencia de calor.

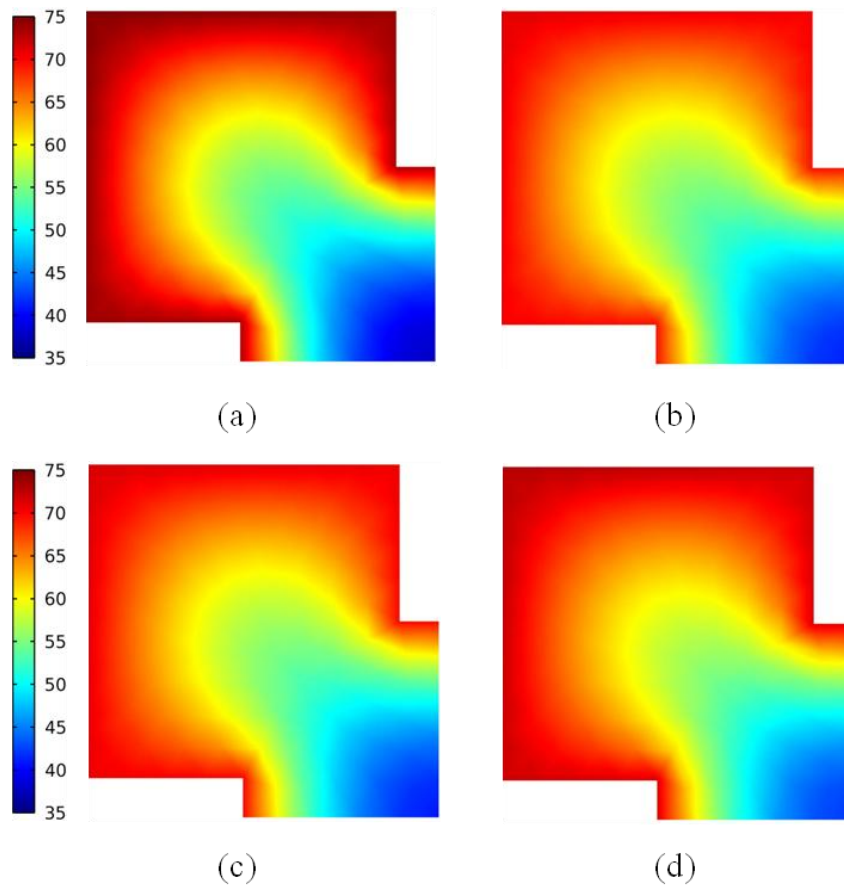


Figura 4.3. Contornos de temperatura en un microsumidero de calor empleando diferentes fluidos.
a) Agua, b) Al₂O₃ NF, c) CuO NF, d) ZnO NF.

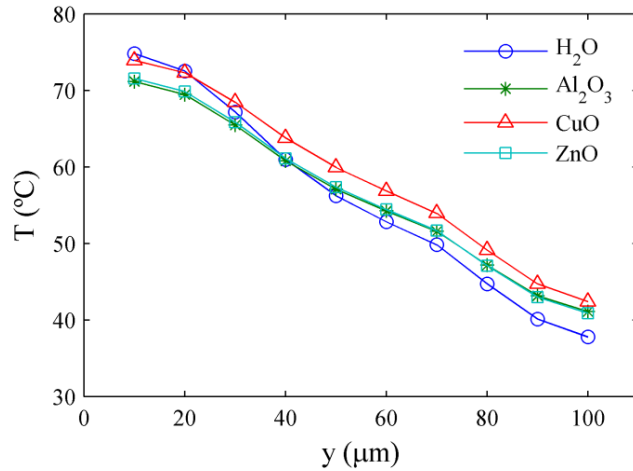


Figura 4.4. Variación de temperatura sobre la diagonal AC del microcanal.

El efecto del tipo de fluido en el coeficiente promedio de transferencia de calor local se muestra en la figura 4.5. como una función de la distancia desde la entrada del canal. Los coeficientes de transferencia de calor más grandes se observaron en la entrada del canal debido al desarrollo de la capa límite térmica. El coeficiente de transferencia de calor promedio decae a un valor constante en la segunda mitad del microcanal, asociado a las condiciones térmicas completamente desarrolladas.

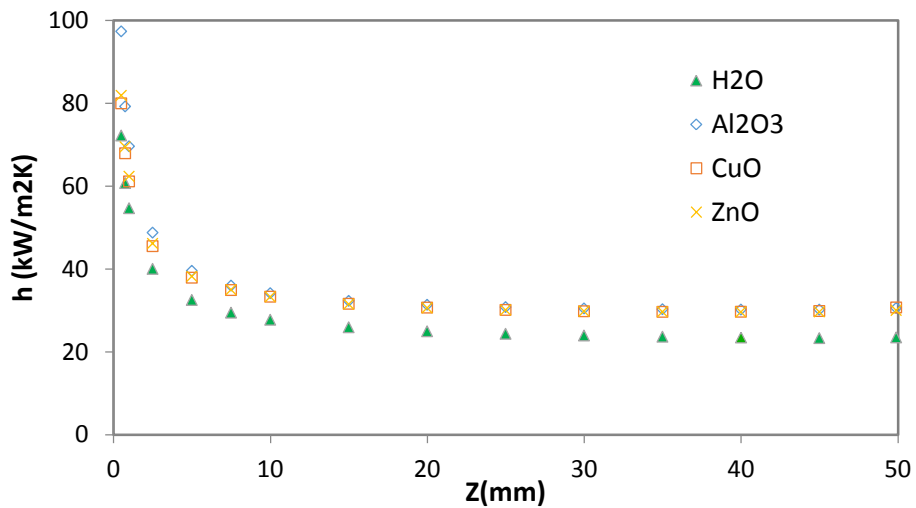


Figura 4.5. Coeficiente convectivo promedio de transferencia de calor local para los fluidos estudiados.

Como se muestra en la figura 4.5, los nanofluidos presentan coeficientes de transferencia de calor promedio más altos que el agua, mostrando asimismo que el material de la nanopartícula en suspensión no tiene un efecto significativo sobre el coeficiente de transferencia de calor medio. Por otro lado, la figura 4.6 muestra que el número Nusselt local promedio converge asintóticamente a un valor completamente desarrollado en la salida del canal, que se encuentra en alrededor de 5.0 para todos los fluidos considerados, incluyendo los nanofluidos.

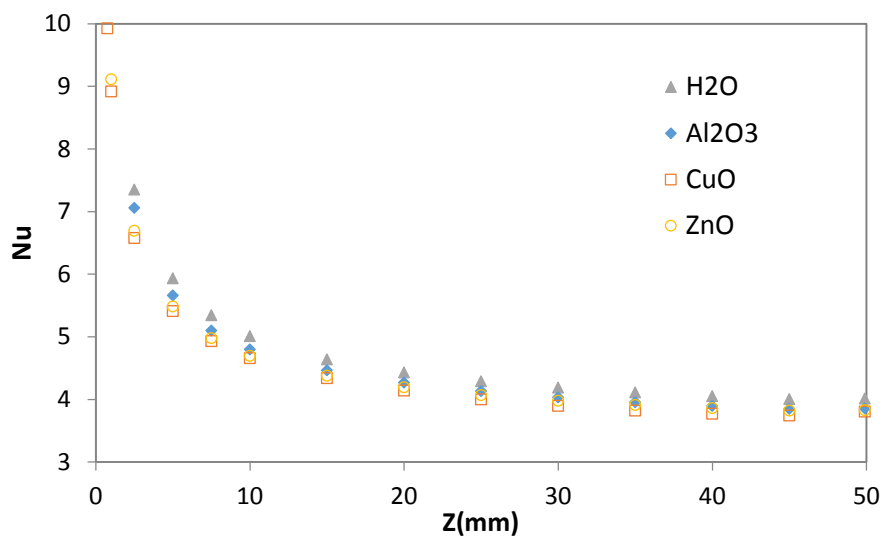


Figura 4.6. Numero de Nusselt local promedio para los fluidos estudiados.

Para el caso de un microcanal cuadrado sin aletas utilizando agua como líquido refrigerante, el número de Nusselt completamente desarrollado obtenido a partir del presente trabajo converge a $Nu = 3,7$, como se muestra en la figura 4.6. Este hecho muestra la ventaja de usar aletas internas para mejorar la tasa de transferencia de calor en los MCHS. Sin embargo, como se observa en la figura 4.6, el número de Nusselt no es un buen indicador de el incremento coeficiente de transferencia de calor para los nanofluidos, ya que el Nu contiene conductividad térmica del fluido (Das et al., 2008).

Se analiza el efecto de la disipación viscosa en la transferencia de calor en el microcanal a través del número Brinkman, que para un flujo de calor constante a través de la pared se define por (Lelea, 2011):

$$Br = \frac{v^2 \eta_{eff}}{q'' D_h} \quad (4.16)$$

En la figura 4.7. se grafica el número Brinkman como una función de la longitud del microcanal. Debido a las altas viscosidades, los nanofluidos presentan números de Brinkman más grandes que el agua, lo que indica un mayor efecto de la disipación viscosa en el desarrollo perfil de temperatura. Este efecto es más significativo para el nanofluido de CuO ya que exhibe la más alta viscosidad de los fluidos considerados para el estudio.

Aparte de la viscosidad, el pequeño diámetro hidráulico del microcanal, y la presencia de aletas internas, conduce a altos gradientes de velocidad en el flujo, aumentando así el efecto de la disipación viscosa. Por otro lado, como se muestra en la figura 4.7, el efecto de tal disipación viscosa disminuye al extremo del microcanal, donde la viscosidad de todos los fluidos considerados es menor a la de entrada debido a la temperatura cada vez mayor.

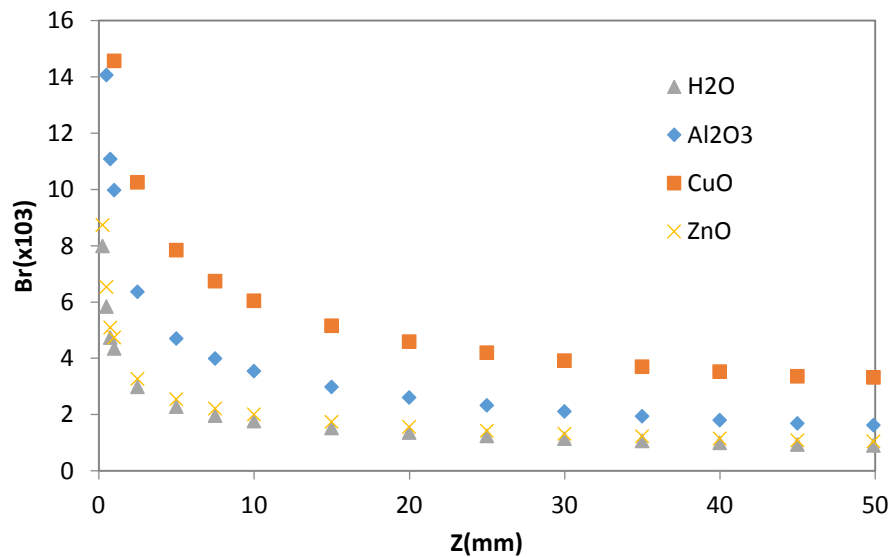


Figura 4.7. Numero de Brinkman promedio como función de la distancia desde la entrada del microcanal.

La capacidad de refrigeración del MCHS puede ser evaluada por la resistencia térmica, que se define como (Seok Pil Jang & Choi, 2006; Mohammed, Gunnasegaran, & Shuaib, 2010):

$$R_{th} = \frac{T_{W,max} - T_{in}}{q} \quad (4.17)$$

Donde q es la carga de calor total aplicado. La figura 4.8. muestra que los nanofluidos reducen la resistencia térmica ya que la temperatura máxima de la pared del MCHS refrigerado por nanofluidos es menor que la del refrigerado por agua. Por ejemplo, la Figura 4.3. muestra una temperatura de pared más alta empleando agua como refrigerante que los nanofluidos.

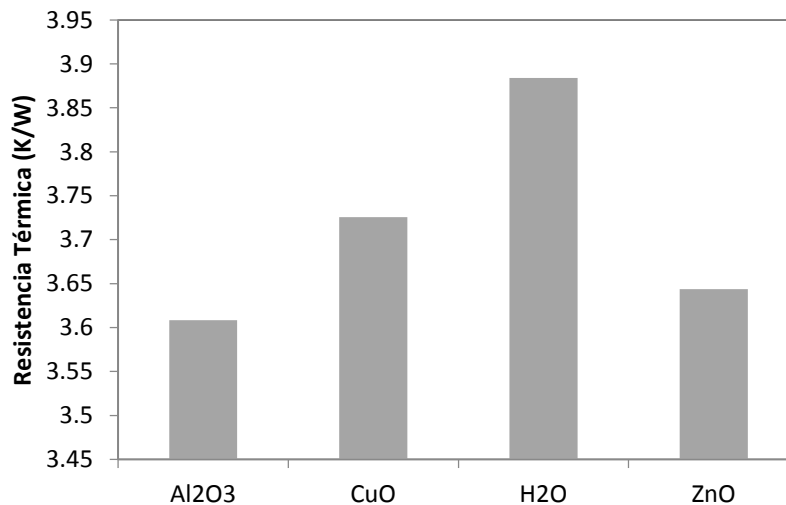


Figura 4.8. Resistencia térmica del sistema para los fluidos estudiados.

Otro parámetro importante a tener en cuenta para el flujo a través de un microcanal es la caída de presión. Así, la caída de presión adimensional, conocida como el coeficiente de presión, se muestra en la figura 4.9. para los diferentes fluidos considerados. El coeficiente de presión se calcula como:

$$Pc = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho v_{in}^2} \quad (4.18)$$

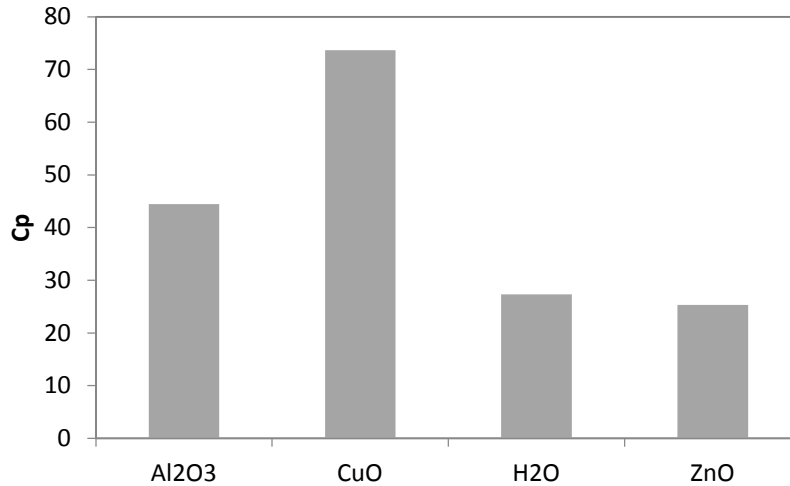


Figura 4.9. Coeficiente de presión para los fluidos estudiados.

De la figura 4.9. se puede observar que los nanofluidos de Al₂O₃ y CuO presentan las mayores caídas de presión, mientras que no existe diferencia significativa entre el agua pura y el nanofluido de ZnO. Esto puede ser considerado como una de las ventajas del uso de tal nanofluido como refrigerante en microsumideros de calor. La razón de una mayor caída de presión para los nanofluidos es debido al hecho de que la presencia de partículas aumenta la viscosidad de la suspensión por la fuerza y el torque libre de las partículas en suspensión, estimado por primera vez por Einstein (Einstein, 1906, 1911) para una suspensión de partículas rígidas esféricas. Este hecho, combinado con una mayor área de superficie de la pared, debido a la presencia de aletas internas, conduce a altos valores en la caída de presión a través del microcanal.

4.3. Conclusiones

Usando simulaciones numéricas se estudió el efecto de las aletas internas y nanofluidos, como fluidos refrigerantes, en MCHS sometidos a flujo de calor constante. Las ecuaciones gobernantes de conservación de masa, de momentum, y de energía fueron resueltas numéricamente junto con las condiciones de frontera adecuadas utilizando COMSOL Multiphysics . Se determinó la variación del coeficiente de transferencia de calor por convección a lo largo del microcanal, así como la caída de presión.

Se simularon tres diferentes nanofluidos a base de agua: Al_2O_3 , CuO , y de ZnO . Los resultados de las simulaciones muestran un efecto considerable de la utilización de nanofluidos como fluidos refrigerantes en un microcanal con aletas longitudinales internas. Se han encontrado altos coeficientes de transferencia de calor de convección y caída de presión para los fluidos estudiados. Este hecho se atribuye a la presencia de las aletas internas. Por otro lado, los nanofluidos muestran mayor transferencia de calor convectivo y caída de presión en el MCHS relativo al agua. Esta mejora se debe a la presencia de nanopartículas en suspensión que cambian las propiedades físicas del fluido de base. Se demostró también que el número de Nusselt no es un buen parámetro para comparar la mejora de la transferencia de calor obtenida con nanofluidos.

La disipación viscosa presenta un efecto significativo sobre la transferencia de calor en el MCHS como se observa a través del número Brinkman, lo que aumenta a la entrada del microcanal. Por último, la resistencia térmica de MCHS disminuye cuando se utiliza nanofluidos como fluidos refrigerantes.

5. Transferencia convectiva de calor de Fe_3O_4 -ferrofluido en un microcanal sujeto a un campo magnético.

Como parte final del trabajo, y haciendo uso de las herramientas desarrolladas en la primera y segunda etapa del mismo se determinó el efecto en la transferencia de calor de un ferrofluido en base agua, compuesto por nanopartículas de magnetita (Fe_3O_4 1%) para un microcanal de geometría simple. En esta etapa el fluido de trabajo fue sometido a un campo magnético externo adicional a las condiciones de flujo y temperatura que se presentan en sistemas de intercambio de calor convencionales. Esta condición permite dar cuenta de las ventajas de los ferrofluidos como líquidos refrigerantes de alta eficiencia.

5.1. Formulación del modelo

Con el fin de estudiar los efectos en la remoción de calor al emplear un ferrofluido como líquido refrigerante, se modeló el problema de transferencia de calor en un fluido basado en agua y nanopartículas de magnetita (Fe_3O_4) al 1% confinado al interior de un microcanal sometido a un flujo de calor y a un campo magnético. La simulación se realizó en dos dimensiones empleando el software COMSOL Multiphysics.

El dominio del sistema corresponde a un microcanal rectangular como el que se muestra en la figura 5.1. Sus medidas y parámetros de simulación se presentan en la tabla 5.1:

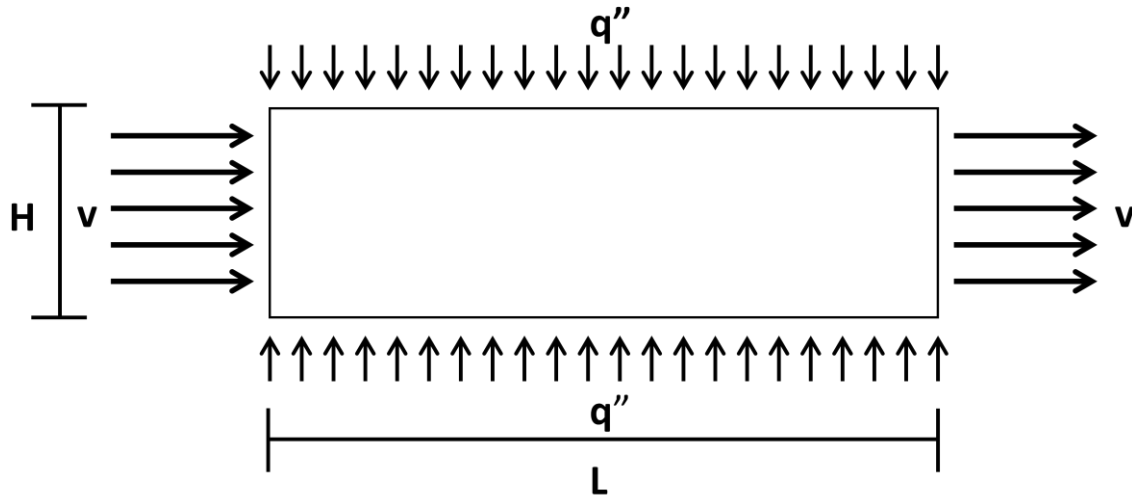


Figura 5.1. Microcanal en 2D Empleando un ferrofluido de Fe_3O_4 .

Parámetro	Valor
L (mm)	20
H (mm)	1
α_{max}	100
α_{min}	1
q'' (W/m^2)	6×10^5
T_{in} (K)	295
v_{in} (m/s)	1
d_p (nm)	13
ϕ	0.01

Tabla 5.1. Parámetros de simulación en sistemas de Intercambio con Ferrofluidos de Fe_3O_4 .

Se resolvieron los balances de momentum y de energía, considerando el término de momentum ocasionado por la acción del campo magnético sobre el ferrofluido (Fuerza de Kelvin). Ambas ecuaciones fueron solucionadas por el método de elementos finitos empleando el software COMSOL multiphysics.

Ecuación de Energía:

$$\rho C_p(\mathbf{v} \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (k \nabla T) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (5.1)$$

$$k = k(\alpha, T) \quad (5.2)$$

Ecuación de Momentum con campo magnético (Snyder, Cader, & Finlayson, 2003):

$$\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla P + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + \mu_0 \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} \quad (5.3)$$

$$\eta = \eta(\alpha, T) \quad (5.4)$$

Donde P es la presión al interior del microcanal, \mathbf{H} es el campo magnético al cual se somete el ferrofluido y \mathbf{M} es la magnetización de la suspensión. El último término del lado derecho de la ecuación (5.3) corresponde al momentum generado por la acción del campo magnético sobre el ferrofluido. La magnetización se define como el campo vectorial que expresa la densidad de momentos dipolares magnéticos en un material, que en estado de equilibrio con un campo magético D.C. está descrita por la ecuación de Langevin (Rosensweig, 1985):

$$\frac{\mathbf{M}}{M_s} = (\coth \alpha - 1/\alpha) \mathbf{e}_H \quad (5.5)$$

Donde M_s es la magnetización se saturación, es decir, para cuando todos los momentos dipolares se encuentran alineados en la dirección del campo. Si n es el número de nanopartículas por unidad de volumen se tiene que:

$$M_s = n\mu = \frac{\phi}{V_p} \mu \quad (5.6)$$

En donde V_p es el volumen de una sola nanopartícula. Por lo tanto la ecuación de Langevin para la magnetización (5.5) se transforma en:

$$\mathbf{M} = \frac{\phi}{V_p} \mu (\coth \alpha - 1/\alpha) \mathbf{e}_n \quad (5.7)$$

El microcanal se sometió a un campo magnético de la forma:

$$\mathbf{H} = \left(H_{Max} \frac{x}{L} + H_{Min} \right) \mathbf{e}_1 \quad (5.8)$$

Reorganizando el campo magnético se obtiene una expresión para el parámetro de Langevin en función de la distancia desde la entrada del microcanal:

$$\frac{\mu\mu_0}{k_B T} H = \frac{\mu\mu_0}{k_B T} H_{Max} \frac{x}{L} + \frac{\mu\mu_0}{k_B T} H_{Min} \quad (5.9)$$

$$\alpha = \alpha_{Max} \frac{x}{L} + \alpha_{Min} \quad (5.10)$$

El gradiente del campo aplicado, este es constante

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = \frac{H_{Max}}{L} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \quad (5.11)$$

Ahora se expresa el momentum generado por acción del campo magnético sobre el ferrofluido en términos de los parámetros de la simulación reemplazando las ecuación (5.11) y (5.7) en (5.11), resolviendo el producto punto y expresando en términos de α se tiene:

$$\mu_0 \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} = \frac{\alpha_{Max} \phi k_B T}{L V_p} (\coth \alpha - 1/\alpha) \mathbf{e}_1 \quad (5.12)$$

La función cotangente hiperbólica es asintótica en 1 para valores de α superiores a 2, por lo tanto para $\alpha \geq 2$ la ecuación (5.16) se puede simplificar como:

$$\mu_0 \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} = \frac{\alpha \phi k_B T}{x V_p} \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha} \right) \mathbf{e}_1 \quad (5.17)$$

En el presente trabajo la intensidad de los campos magnéticos se comprende entre el rango de $1 \leq \alpha \leq 100$ y se considera válida la expresión anterior para todo el rango de trabajo. Con el modelo definido y la geometría correspondiente a la figura 5.1. Se establecieron las siguientes condiciones de frontera:

- Condición de frontera de flux de calor constante en: $y = 0, 0 \leq x \leq L$
 $y = w, 0 \leq x \leq L$

$$\mathbf{n} \cdot (k_{eff} \nabla T) = q \quad (5.18)$$

- La transferencia de momentum implica la condición de no deslizamiento sobre las superficies, es decir en $y = 0, 0 \leq x \leq L$ y $y = w, 0 \leq x \leq L$

$$\mathbf{v} = 0 \quad (5.19)$$

- En sección transversal de la entrada, $x = 0$ se consideraron uniformes los campos de velocidad y Temperatura.

$$\mathbf{v} = v_{in} \mathbf{e}_3 ; T = T_{in} \quad (5.20)$$

- Por último, en la salida de la sección transversal, $x = L$, fueron prescritas las siguientes condiciones de frontera:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 ; \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0 ; p = 0 \quad (5.21)$$

- El número de Nusselt local promedio y el coeficiente de transferencia de calor se obtuvieron a partir de los resultados de las simulaciones una vez que se logró la convergencia. El coeficiente de transferencia de calor convectivo y el número de Nusselt en las paredes interiores del canal se define por:

$$h = \frac{q}{(T_w - T_b)} \quad (5.22)$$

$$Nu = \frac{hD_h}{k_{eff}} \quad (5.23)$$

- T_w es la temperatura local de pared , y T_b es la temperatura local promedio de la masa de fluido definida para el sistema simulado en 2D como:

$$T_b = \frac{\int \rho_{eff}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})C_{p,eff}Tdl}{\int \rho_{eff}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})C_{p,eff}dl} \quad (5.24)$$

5.1.1. Propiedades de transporte del ferrofluido

Las propiedades del ferrofluido se consideraron en todos los casos dependientes de la temperatura, y en el caso de la conductividad térmica y la viscosidad efectiva también se consideró su dependencia con respecto al campo magnético. Así, la densidad y calor específico del ferrofluido se calcularon empleando el modelo de mezcla ideal, la conductividad térmica se estimó usando la correlación (3.26) sección 3.1 y la viscosidad se calculó empleando el modelo propuesto por Shiliomis (J.H. Sánchez & C. Rinaldi, 2009):

$$\eta_{eff}^{Mag} = \eta_{eff} + \eta_{Mag} \quad (5.25)$$

$$\eta_{Mag} = \frac{3}{2}\eta_{bf}\phi \frac{\alpha - \tanh \alpha}{\alpha + \tanh \alpha} \sin^2\theta \quad (5.26)$$

En donde θ es el ángulo entre el campo magnético y la vorticidad local del fluido. Para valores de $\alpha \gg 1$, y un campo magnético perpendicular a la vorticidad fluido, la ecuación (5.26) puede simplificarse como:

$$\eta_{Mag} = \frac{3}{2}\eta_0\phi = \frac{3}{2}\eta_{bf}\phi \quad (5.31)$$

En la literatura (Sundar et al., 2013) se reporta la viscosidad para el ferrofluido de estudio, dada por la ecuación:

$$\eta_{Fe_3O_4} = \eta_{bf} \left[1 + \frac{\phi}{0.125} \right]^{6.356} \quad (5.32)$$

Así, la viscosidad del ferrofluido, en función del campo magnético, de acuerdo con la ecuación (5.28) es:

$$\eta_{Fe_3O_4}^{Mag} = \eta_{bf} \left[1 + \frac{\phi}{0.125} \right]^{6.356} + \frac{3}{2} \eta_{bf} \phi \quad (5.33)$$

5.2. Análisis de resultados

En el estudio del problema de un microintercambiador de calor rectangular en dos dimensiones empleando el software COMSOL Multiphysics, se simularon dos microcanales, ambos empleando un ferrofluido de Fe_3O_4 al 1% como fluido refrigerante. La primera simulación se llevó a cabo en ausencia de campo magnético, la segunda incluyó un gradiente de campo magnético con el fin de evidenciar el efecto de este en la eficiencia de remoción de calor.

Se encontró que para el mismo sistema e iguales condiciones iniciales se obtienen ligeras diferencias entre las temperaturas de salida. Así, para un el sistema sometido a un campo magnético se obtuvo una temperatura de salida máxima de $28^\circ C$ mientras que para el sistema que no fue sometido al campo la temperatura máxima de salida es de $27.6^\circ C$, la diferencia de $0.4^\circ C$ da cuenta del aumento en la conductividad térmica debido al gradiente de campo magnético que se traduce en una mayor disipación de calor ya que se transfiere con mayor rapidez que en ausencia de campo.

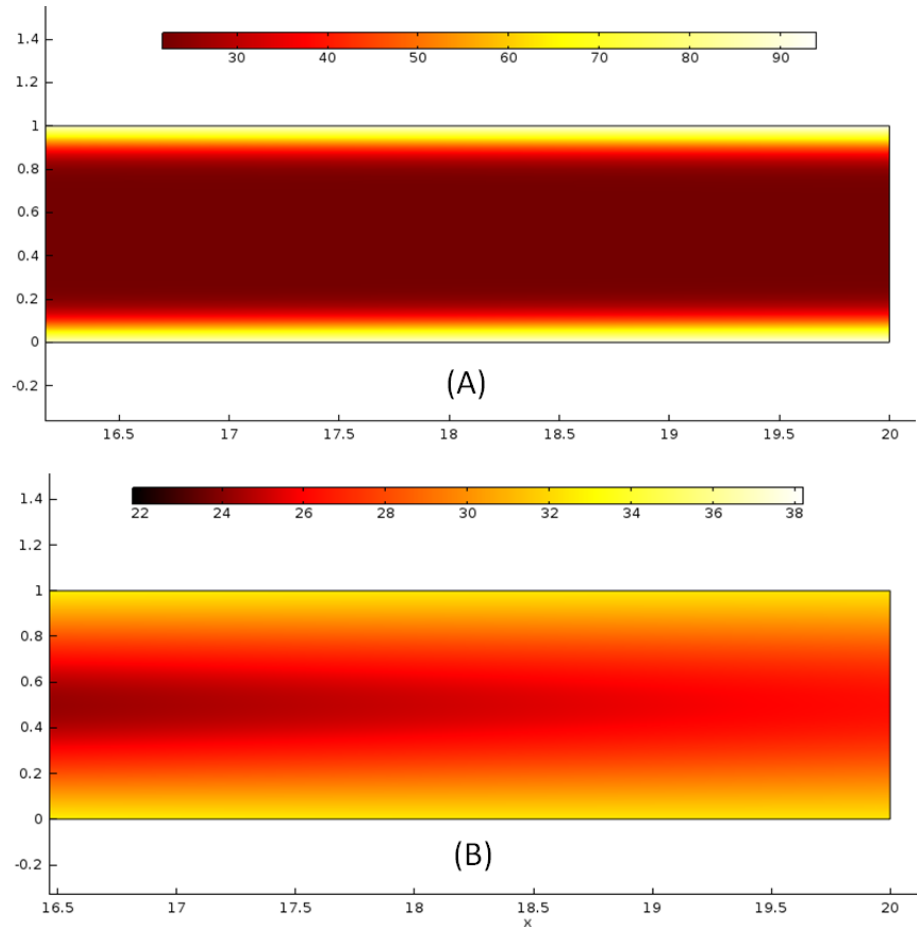


Figura 5.2. Contornos de temperatura para Fe₃O₄ FF. a) Con campo, b) Sin campo.

En los contornos de velocidad obtenidos para ambas simulaciones se evidenció que la para el ferrofluido sometido al campo, la velocidad máxima es menor a la del sistema sin campo, esto puede deberse al efecto que esta fuerza externa tiene sobre la viscosidad del ferrofluido.

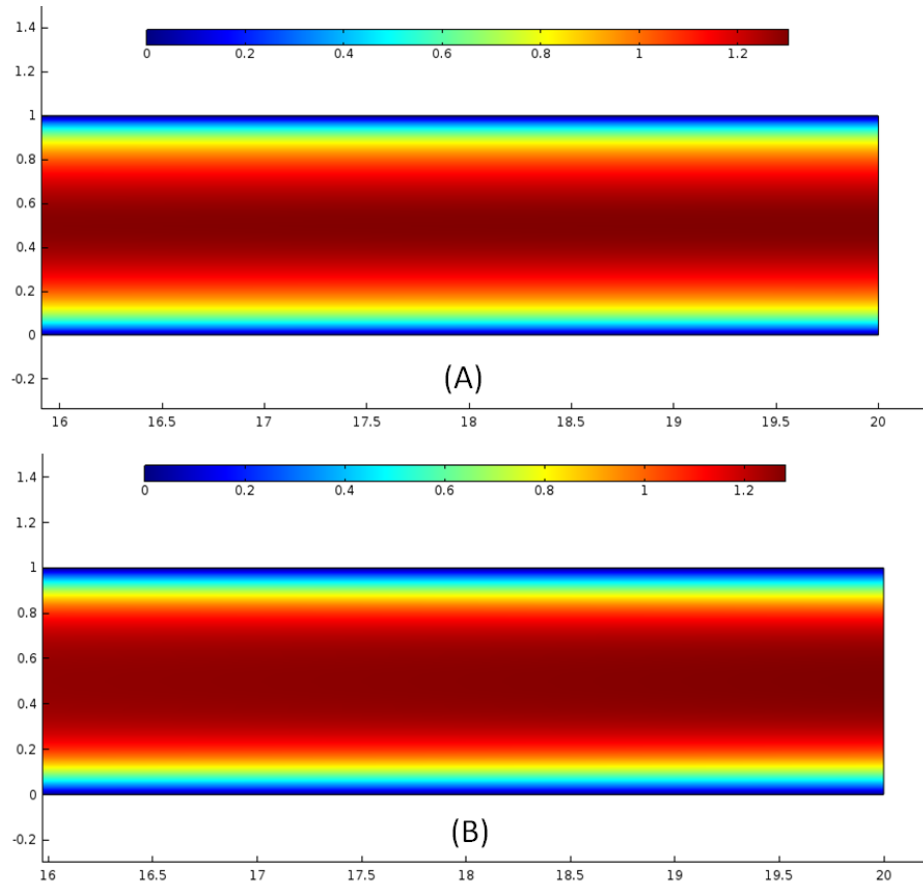


Figura 5.3. Contornos de velocidad para Fe₃O₄ FF. a) Con campo, b) Sin campo.

Posterior a realizar estas simulaciones se determinó el coeficiente convectivo de transferencia de calor, este se presenta en la figura 5.3. como función de la distancia desde la entrada del microcanal. Se encontró en ambos casos que cerca de la entrada del microcanal, el coeficiente tiende a un valor infinito mientras se desarrolla la capa límite térmica, en este punto los ferrofluidos aún no han disipado el calor suficiente para generar un gradiente de temperatura en dirección transversal al flujo tal que la diferencia de temperaturas entre la pared del microcanal y la temperatura promedio de bulto, así en los primeros tramos no se evidencia un fuerte efecto del ferrofluido sometido al campo magnético. Luego de los primeros 3 mm desde la entrada del microcanal donde ya se ha desarrollado la capa límite térmica se observa para el ferrofluido sin someter al campo que el valor del coeficiente convectivo decae y posteriormente tiende a estabilizarse en

aproximadamente $10 \text{ kW/m}^2\text{K}$ siendo este su valor aproximado. Para el ferrofluido sometido a campo magnético se observa que el valor del coeficiente convectivo decae hasta aproximadamente $38 \text{ kW/m}^2\text{K}$ en el punto en que la capa límite térmica se ha desarrollado, pero contrario al sistema sin campo en donde el valor decae de forma continua, este aumenta a lo largo del microcanal. Esto puede deberse a que la conductividad térmica de este ferrofluido es fuertemente dependiente del campo magnético y ligeramente de la temperatura en correspondencia con los resultados obtenidos en la sección 3.2 del presente trabajo. Así a medida que el fluido se aleja más de la entrada mayor es su temperatura y la conductividad térmica tiende a aumentar por lo tanto la remoción de calor es mayor.

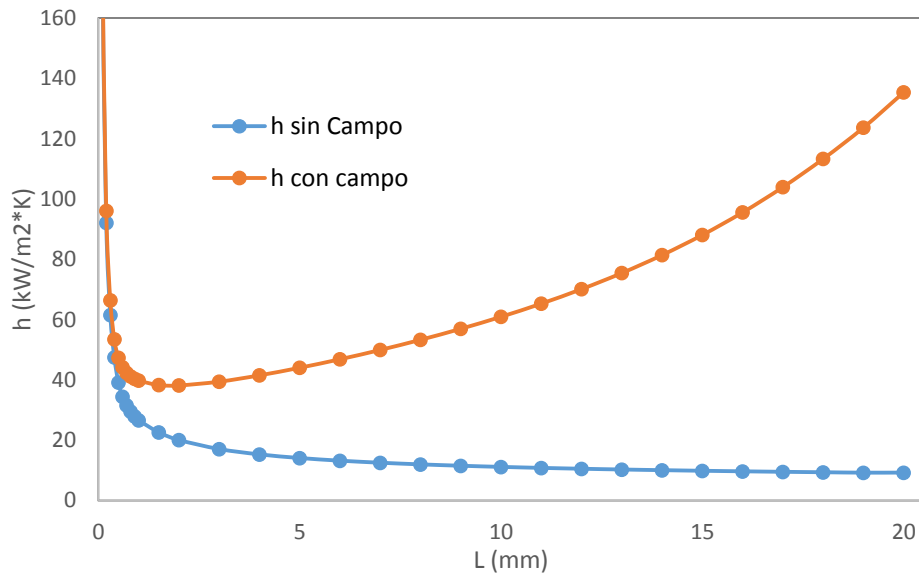


Figura 5.4. Coeficiente convectivo de transferencia de calor para Fe_3O_4 FF con y sin campo magnético.

En la figura 5.5 y 5.6. se presenta la temperatura de pared y temperatura promedio de bulbo para ambos ferrofluidos. En la figura 5.5. se encontró el comportamiento teórico esperado, en donde el aumento de la temperatura de pared es uniforme a lo largo del microcanal. Sin embargo en la figura 5.6. la temperatura de pared aumenta hasta un máximo en aproximadamente 3 mm desde la entrada del

microcanal y luego comienza a decaer. Para ambos sistemas se observa que la temperatura promedio de bulto aumentó a lo largo del canal, algo lógico pues se está removiendo calor, más aun para el ferrofluido con campo se observa que la pendiente de este aumento es más pronunciada lo que indica que la tasa de transferencia de calor es mayor, y adicional a ello evidencia la mayor conducción que se da en este fluido, posiblemente debido a que en este sistema la conductividad térmica es mayor y va en aumento a medida que se aleja de la entrada del canal.

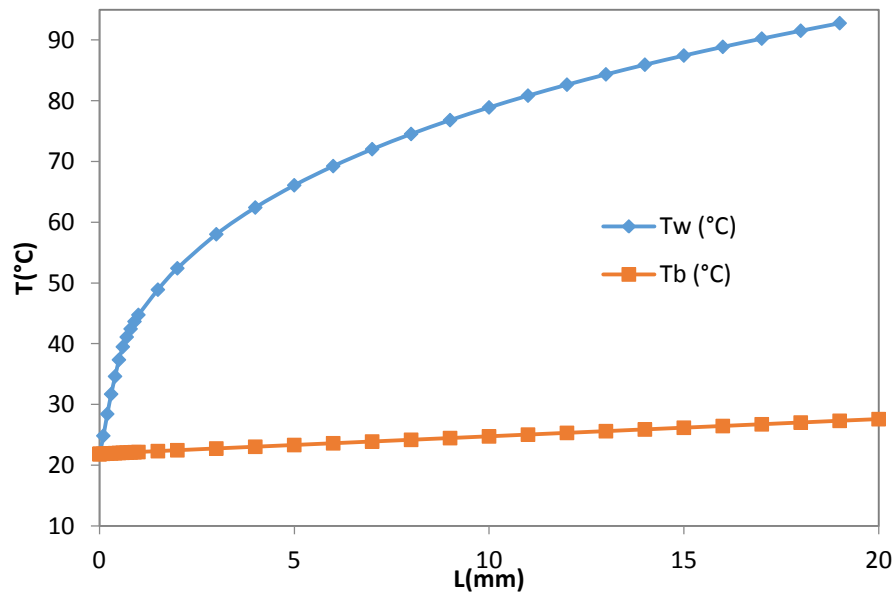


Figura 5.5. Temperatura de pared y promedio de bulto para microcanal con Fe_3O_4 FF sin Campo magnético externo.

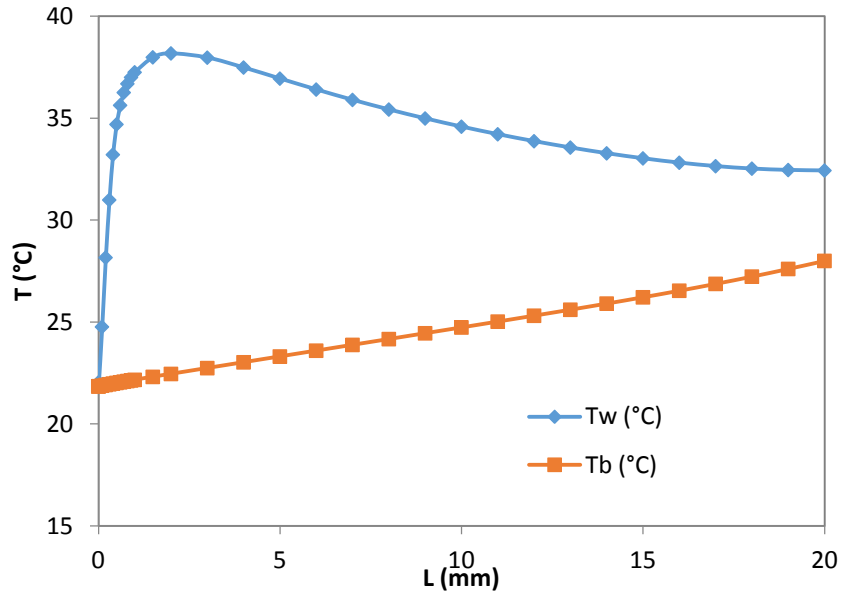


Figura 5.6. Temperatura de pared y promedio de bulbo para microcanal con Fe_3O_4 FF sin Campo magnético externo.

5.3. Conclusiones

De las simulaciones en 2D para un microcanal rectangular empleando un ferrofluido de Fe_3O_4 al 1%, teniendo en cuenta el efecto del campo magnético en las propiedades de transporte y empleando en la predicción de la conductividad térmica la correlación desarrollada en la primera etapa del trabajo y en la magnetoviscosidad empleando modelos existentes reportados en la literatura, se evidenció una mejora significativa en la remoción de calor al emplear un ferrofluido en presencia de campos magnéticos, esto se vio en las distribuciones de temperatura, donde las más homogéneas en dirección paralela al flujo de calor corresponden al ferrofluido con campo, esto da cuenta de una mejor conducción interna. Para el FF en el caso sin campo se observa que a pesar de ser un mejor refrigerante que el agua pura, este puede aumentar aún más su eficiencia térmica, así se ve la fuerte dependencia de las propiedades de transporte de los ferrofluidos con el campo magnético, por tanto vale la pena investigar más sobre

estos en especial en el caso de ferrofluidos de mayor concentración donde deban tenerse en cuenta otros efectos e interacciones entre nanopartículas.

Se observó que para los FF el estar inmersos en un campo magnético aumenta su viscosidad y por ende se requiere una mayor potencia de bombeo. Tal dificultad resulta ser poco relevante en comparación con las mejoras en la remoción de calor que un FF a campo magnético trae consigo.

Se observó que el comportamiento del coeficiente convectivo de transferencia de calor en el microsumidero empleando ferrofluidos tiende a aumentar a lo largo del sistema, se atribuye el comportamiento a la fuerte modificación que sufren las propiedades de transporte de la suspensión al estar en presencia de un campo magnético. Así mismo las curvas de temperatura muestran diferencias en la remoción de calor dando cuenta del gran efecto del uso de ferrofluidos en presencia de un campo magnético.

Bibliografía

- Abu-Nada, E. (2009). Effects of variable viscosity and thermal conductivity of Al₂O₃-water nanofluid on heat transfer enhancement in natural convection. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(4), 679-690.
- Acrivos, A., & Taylor, T. D. (1962). Heat and mass transfer from single spheres in Stokes flow. *Physics of Fluids*, 5(4), 387-394.
- Bird, B., Stewart, W., & Lightfoot, E. (2007). *Fenómenos de Transporte*. Mexico: Limusa Wiley.
- Brancher, J. (1981). Some aspects of heat conduction in ferrofluids. *Surface Science*, 106(1-3), 551-555.
- Das, S. K., Choi, S. U. S., Yu, W., & Pradeep, T. (2008). *Nanofluids: Science and technology*. New Jersey: John Wiley & Sons.
- Deen, W. M. (1998). *Analysis of transport phenomena*. New York: Oxford University Press.
- Djurek, I., Znidarsic, A., & Kosak, A. (2007). Thermal Conductivity Measurements of the CoFe₂O₄ and g-Fe₂O₃ based Nanoparticle Ferrofluids. *Croatica Chemica Acta*, 80(3-4), 529-532.
- Einstein, A. (1903). Investigations on the Theory of, the Brownian Movement. *Annalen der Physik*, 11, 170.
- Einstein, A. (1906). Eine neue bestimmung der molekuldimensionen. *Annalen der Physik*, 324(2), 289-306.
- Einstein, A. (1911). Berichtigung zu meiner arbeit: "Eine neue bestimmung der molekuldimensionen". *Annalen der Physik*, 339(3), 591-592.
- Foong, A. J. L., Ramesh, N., & Chandratilleke, T. T. (2009). Laminar convective heat transfer in a microchannel with internal longitudinal fins. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(10), 1908-1913.
- Gavili, A., Zabihi, F., & Isfahani, T. (2012). The thermal conductivity of water base ferrofluids under magnetic field. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 41, 94-98.
- Godson, L., Raja, B., Lal, D. M., & Wongwises, S. (2010). Enhancement of heat transfer using nanofluids—An overview. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14, 629-641.
- Goldstein, H., Poole, C., & Safko, J. (2002). *Classical Mechanics*.
- Hamilton, R. L., & Crosser, O. K. (1962). Thermal Conductivity of Heterogeneous Two-Component Systems. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 1(3), 187-191. doi: 10.1021/i160003a005
- Huminc, G., & Huminc, A. (2012). Application of nanofluids in heat exchangers: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16, 5625–5638.
- IIR. (2012). International Institute of Refrigeration <http://www.iifir.org/medias/medias.aspx?instance=EXPLOITATION&SETLANGUAGE=EN> Retrieved July, 2012
- Incropera, F. P., & DeWitt, D. P. (1999). *Fundamentos de Transferencia de Calor* (4 Ed ed.). Mexico: Prentice Hall.

- J.A. Eastman, S.U.S. Choi, S. Li, & L.J. Thompson. (1997). Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids, Proceedings of the Symposium on Nanophase and Nanocomposite Materials II. *Materials Research Society, USA*, 457, 3-11.
- Jang, S. P., & Choi, S. U. S. (2004). Role of Brownian motion in the enhanced thermal conductivity of nanofluids. *Applied Physics Letters*, 84(21), 4316-4318.
- Jang, S. P., & Choi, S. U. S. (2006). Cooling performance of a microchannel heat sink with nanofluids. *Applied Thermal Engineering*, 26(17-18), 2457-2463.
- Kakac, S., & Pramuanjaroenkij, A. (2009). Review of convective heat transfer enhancement with nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 3187-3196.
- Kebllinski, P., Phillpot, S. R., Choi, S. U. S., & Eastman, J. A. (2002). Mechanism of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45, 855-863.
- Koo, J., & Kleinstreuer, C. (2005). Impact analysis of nanoparticle motion mechanisms on the thermal conductivity of nanofluids. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 32, 1111-1118.
- Kordonsky, W. I., Gorodkin, S. P., & Demchuk, S. A. (1993). Magnetorheological control of heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(11), 2783-2788. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(93\)90097-P](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(93)90097-P)
- Kreith, F., Roberts, L. G., Sullivan, J. A., & Sinha, S. N. (1963). Convection heat transfer and flow phenomena of rotating spheres. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6(10), 881-895.
- Lee, P.-S., & Garimella, S. V. (2006). Thermally developing flow and heat transfer in rectangular microchannels of different aspect ratios. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(17-18), 3060-3067.
- Lelea, D. (2011). The performance evaluation of Al₂O₃/water nanofluid flow and heat transfer in microchannel heat sink. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(17-18), 3891-3899.
- Li, Q., Xuan, Y., & Wang, J. (2005). Experimental investigations on transport properties of magnetic fluids. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30, 109-116.
- M. Abareshi, Elaheh, K., Mojtaba, S., Khandan, H., & Abbas, Y. (2010). Fabrication, characterization and measurement of thermal conductivity of Fe₃O₄ nanofluids. [10.1016/j.jmmm.2010.08.016]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 322(24), 3895-3901.
- Martsenyuk, M., & Tchernatinskii, V. (1980). Transverse heat transport in ferrofluid in rotating magnetic field MAG-16. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2, 326-328.
- Maxwell, J. C. (1891). *A Treatise on Electricity and Magnetism* (Vol. unabridged 3rd ed). UK: Clarendon Press, Oxford.
- Mazo, R. (2002). *Brownian Motion: Fluctuations, Dynamics and Applications* (Vol. 112). New York: Oxford University Press.
- McTague, J. P. (1969). Magnetoviscosity of Magnetic Colloids. *Journal of Chemical Physics*, 51(1), 133-136. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1671697>

- Mohammed, H. A., Bhaskaran, G., Shuaib, N. H., & Saidur, R. (2011). Numerical study of heat transfer enhancement of counter nanofluids flow in rectangular microchannel heat exchanger. *Superlattices and Microstructures*, 50(3), 215-233.
- Mohammed, H. A., Gunnasegaran, P., & Shuaib, N. H. (2010). Heat transfer in rectangular microchannels heat sink using nanofluids. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37(10), 1496-1503.
- Nguyen, C. T., Desgranges, F., Roy, G., Galanis, N., MarÃ©, T., Boucher, S., & Angue Mintsä, H. (2007). Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids - Hysteresis phenomenon. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(6), 1492-1506.
- Nkurikiyimfura, I., Wang, Y., & Pan, Z. (2013). Effect of chain-like magnetite nanoparticle aggregates on thermal conductivity of magnetic nanofluid in magnetic field. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44, 607-612.
- Odenbach, S. (2002). *Magnetoviscous effects in ferrofluids*. Berlin: Springer.
- Philip, J., Shima, P., & Raj, B. (2008). Nanofluid with tunable thermal properties. *Applied Physics Letters*, 92.
- Philip, J., Shima, P. D., & Raj, B. (2007). Enhancement of thermal conductivity in magnetite based nanofluid due to chainlike structures. *Applied Physics Letters*, 91, 2115-2132.
- Philip, J., Shima, P. D., & Raj, B. (2008). Evidence for enhanced thermal conduction through percolating structures in nanofluids. *Nanotechnology*, 19, 305706.
- Popplewell, J., & Al-Qenaie, A. (1987). Thermal conductivity measurements on ferrofluids containing metallic cobalt and iron particles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 65(2-3), 215-218. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853\(87\)90035-7](http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853(87)90035-7)
- Prasher, R., Bhattacharya, P., & Phelan, P. E. (2005). Thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluids). *Physical Review Letters*, 94, 025901.
- Rosensweig, R. E. (1985). *Ferrohydrodynamics*. New York: Cambridge University Press.
- S. U. S. Choi, & J. A. Eastman. (1995). Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. *Materials Science*, 231, 99-105.
- Sánchez, J. H., & Rinaldi, C. (2009). Magnetoviscosity of dilute suspensions of magnetic ellipsoids obtained through rotational Brownian dynamics simulations. [doi: DOI: 10.1016/j.jcis.2008.11.061]. *Journal of colloid and interface science*, 331(2), 500-506.
- Sánchez, J. H., & Rinaldi, C. (2009). Rotational Brownian dynamics simulations of non-interacting magnetized ellipsoidal particles in d.c. and a.c. magnetic fields. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*.
- Shulman, Z., Kordonsky, V., & Demchuk, S. (1979). The mechanism of heat transfer in magnetorheological systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 22(3), 389-394.
- Smith, J. M., & Ness, H. V. (2005). *Introduction to chemical engineering thermodynamics*. New York: McGraw-Hill.

- Snyder, S. M., Cader, T., & Finlayson, B. A. (2003). Finite element model of magnetoconvection of a ferrofluid. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 262, 269-279.
- Sundar, S., Singh, M., & Sousa, A. (2013). Investigation of thermal conductivity and viscosity of Fe₃O₄ nanofluid for heat transfer applications. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 44, 7-14.
- Takhar, H., & Whitelaw, M. (1978). Higher Order Heat Transfer From a Rotating Sphere. *Acta Mechanica*, 30, 101-109.
- Vajjha, R. S., & Das, D. K. (2010). *Measurements of nanofluids properties and heat transfer computation*. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic publishing.
- Wylen, G. V., Sonntag, R., & Borgnakke, C. (2003). *Fundamentals of Thermodynamics*. United States: Wiley.