

UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO  
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA  
ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA



**“LA GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMINIO EN LA BRANA”**

TESIS PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE  
LICENCIADO EN FÍSICA

**AUTOR**

**Mg. AUGUSTO ENRIQUE RUEDA CHUMBES**

**ASESOR: CARLOS ALBERTO LÉVANO HUAMACCTO**

LÍNEA DE INVESTIGACIÓN; FÍSICA DE PARTÍCULAS Y CAMPOS

CALLAO, 2023

PERÚ



#### Document Information

Analyzed document RUEDA CHUMBES AUGUSTO ENRIQUE.pdf (D181744525)

Submitted 2023-12-13 19:10:00 UTC+01:00

Submitted by FCNM

Submitter email investigacion.fcnm@unac.pe

Similarity 0%

Analysis address investigacion.fcnm.unac@analysis.orkund.com

#### Sources included in the report

##### Entire Document

1 UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO FACULTAD DE CIENCIAS NATULARES Y MATEMÁTICA ESCUELA PROFESIONAL

DE FISICA "LA GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMINIO EN LA BRANA" TESIS PARA OPTAR EL TÍTULO DE LICENCIADO EN FISICA AUTOR: AUGUSTO ENRIQUE RUEDA CHUMBES ASESOR: CARLOS ALBERTO LÉVANO HUAMACCTO LINEA DE INVESTIGACIÓN: FISICA DE PARTÍCULAS Y CAMPOS CALLAO, 2023 PERÚ

2 UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMATICA JURADO EXAMINADOR:

? Dr. ESPICHAN CARRILLO, Jorge Abel PRESIDENTE ? Dr. MÉNDEZ VELASQUEZ, Juan Abraham VOCAL? Dr. ARELLANO UBILLUZ, Pablo Godofredo SECRETARIO BANCA EXAMINADORA AUGUSTO ENRIQUE RUEDA CHUMBES " TÍTULO: LA GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMÍNIO EN LA BRANA" Dr. ESPICHAN CARRILLO, Jorge Abel PRESIDENTE Dr. MÉNDEZ VELÁSQUEZ, Juan Abraham

VOCAL Dr. ARELLANO UBILLUZ, Pablo Godofredo SECRETARIO Mg. LÉVANO HUMATUCCO, Carlos Alberto ASESOR DE TESIS DEDICATORIA Agradezco al señor por sus bendiciones y por proporcionar armonía en sus vidas, a mi madre Delia Emperatriz por haberme enseñando por tener perseverancia, coraje y saber enfrentar a la dificultades con calma y firmeza. En memoria de mi madre Delia Emperatriz.

5 AGRADECIMIENTOS Agradezco a Dios por sus bendiciones y por proporcionar armonía en mía vida, a mi madre Delia Emperatriz por haberme enseñando por tener perseverancia, coraje y saber enfrentar a la dificultades con calma y firmeza, a quien dedico esta tesis de manera especiales a mi padre Hernán e mis bendiciones a mis abuelos Fortunata y Justo Castillo, y familiares por su comodidad profunda de amor y cariño por mis hijas Yolanda y Valentina por su dedicación que me proporciona día a día que Dios nos acompaña.

6 " Este trabajo conto con el apoyo de la Universidad Nacional del Callao ". " La naturaleza es un enorme juego de ajedrez disputando por los dioses, y que tenemos y privilegio de observar. Las reglas del juego son una a lo que llamamos de física fundamental, comprender a esas reglas y nosotros una metas " RICHARD PHILLIPS FEYNMAN

7

8 RESUMEN En esta investigación analizamos la localización en teoría campos de materia en los mundos brana. Estudiamos la localización de los fermiones no masivos en paredes de dominio (3- brana), también llamada de inmersa



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO  
Facultad de Ciencias Naturales y Matemática  
**UNIDAD DE INVESTIGACIÓN**

## CONSTANCIA N° 57-2023-UI-FCNM

El Director de la Unidad de Investigación de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática de la Universidad Nacional del Callao, que suscribe; hace constar que el señor:

### **AUGUSTO ENRIQUE RUEDA CHUMBES**

Ha obtenido un resultado del 0% como producto del Análisis de Urkund realizado a su Trabajo de Tesis titulado: “LA GRAVEDAD EN UNA PAREDDE DOMINIO EN LA BRANA”

Se expide la presente a solicitud del interesado para los fines pertinentes.

Bellavista, 22 de diciembre 2023.

UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO  
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA  
UNIDAD DE INVESTIGACIÓN



Dr. WHUALKUER ENRIQUE LOZANO BARTRA  
DIRECTOR

## INFORMACIÓN BÁSICA

**Facultad:** Facultad de Ciencias Naturales y Matemática

**Unidad de Investigación:** Facultad Ciencias Naturales y Matemática

**Título:** " La gravedad en una pared de dominio en la brana "

**Autor:** Bach. Augusto Enrique Rueda Chumbes

CODIGO ORCID: 0000-0001-6311-0029 DNI: 09859526

**Asesor:** Mg. Carlos Alberto Lévano Huamaccto

CODIGO ORCID: 000-0002-9317-2746 DNI: 18131495

**Lugar de ejecución:** Universidad Nacional del Callao-Facultad de Ciencias Naturales y Matemática

**Unidades de análisis:** La gravedad en una pared de

dominio **Tipo de investigación:** Aplicada en forma

cualitativa **Enfoque:** Cuantitativa

**Diseño de Investigación:** Cualitativa transversal

**Tema OCDE:** Física de partículas y Campos de la Física



# UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO

## FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA

### UNIDAD DE INVESTIGACION

(Resolución N 091 2023

ACTA DE SUSTENTACION DE TESIS

En el callao, en el auditorio de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática, de la universidad nacional del callao, sito en la Av. Juan Pablo N 306, Bellavista, siendo las 10:09 horas del día viernes quince de diciembre del año dos mil veintitrés, la reunión a fin de proceder en primer término al acto de instalación del jurado Evaluador titulado: “**LA GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMINIO EN LA BRANA**” presentado por el Bachiller **AUGUSTO ENRIQUE RUEDA CHUMBES**, jurado Evaluador que está integrado por los docentes de la facultad de de Ciencias Naturales y Matemática de la Universidad Nacional del Callao:

Dr. ESPICHAN CARILLO, Jorge Abel : Presidente

Dr. MENDEZ VELASQUEZ, Juan Abraham : Vocal

Dr. ARELLANO UBILLUZ, Pablo Godofredo : Secretario

Luego de la instalación, se dio lectura, por el secretario del Jurado, de la **Resolución Decanal N° 091-2023-D-FCNM** que designa a los miembros del Jurado Evaluador de Tesis, por la modalidad sin ciclo de tesis.

Se dio inicio a la sustentación de tesis de acuerdo a lo Art, 78 del Reglamento de Grados y Títulos de la Universidades de la Universidad Nacional del Callao, aprobado por Resolución B N° 150 -2023-CU de fecha 15 de junio 2023

Culminado el acto de sustentación, los señores miembros del jurado evaluador procedente a formular las preguntas al indicado Bachiller, las mismas que fueron absueltas.

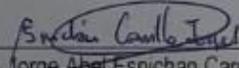
Luego de la deliberación en privado del Jurado Evaluador y después de calificar de tesis referida líneas arriba, se ACORDO CALIFICAR la sustentación por el Bachiller **AUGUSTO ENRIQUE RUEDA CHUMBES**, por optar el título Profesional el **título Profesional de licenciado en Física**, según la puntuación cuantitativa y cualitativa a continuación se indica:

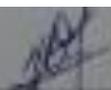
Calificación cuantitativa	Calificación cualitativa
<b>18</b>	<b>Muy bueno</b>

Finalmente, se procedió a leer en público el acta de sustentación redactada por el secretario del Jurado Evaluador.

Siendo las **10:56** horas, se día quince de diciembre del año dos mil veintitrés, el señor Presidente del Jurado Evaluador de Tesis dio por concluido el acto de sustentación.

En señal de conformidad con lo actuado, se levanta la presente acta las siguientes firmas:

  
Dr. Jorge Abel Espichan Carrillo  
Presidente

  
Dr. Juan Abraham Méndez Velásquez  
Vocal

  
Dr. Pablo Godofredo Arellano Ubilluz  
Secretario

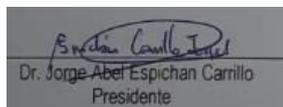
## Hoja de Referencia del Jurado y aprobación

“ LA GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMINIO EN LA BRANA ”

**AUGUSTO ENRIQUE RUEDA CHUMBES**

Tesis presentada a consideración del cuerpo docente de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática de la Universidad Nacional del Callao, como parte de los requisitos para obtener el título profesional de Licenciado en Física.

Aprobada por:



Dr. Jorge Abel Espichan Carrillo  
Presidente

PRESIDENTE

Dr. ESPICHAN CARRILLO, Jorge Abel



Dr. Pablo Godofredo Arellano Ubilluz  
Secretario

SECRETARIO

Dr. ARELLANO UBILLUZ, Pablo Godofredo



Dr. Juan Abraham Méndez Velásquez  
Vocal

VOCAL

Dr. MÉNDEZ VELASQUEZ, Juan Abraham



ASESOR

Mg. CARLOS ALBERTO LÉVANO HUAMACCTO



# UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO

Facultad de Ciencias Naturales y Matemática Jurado

Evaluador de Tesis

RESOLUCIÓN DECANAL N° 091-2023-D-FCNM

Bellavista, Diciembre 18, 2023.

## INFORME

EL JURADO EVALUADOR DE TESIS DESIGNADO POR RESOLUCIÓN N° 091- 2023-D-FCNM, informa que la Tesis titulada “LA GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMINIO EN LA BRANA”, expuesta por el Bachiller, Sr. AUGUSTO ENRIQUE, RUEDA CHUMBES, no presentó observación alguna concluido el Acto de Sustentación realizado el 15.12.2023 en el Auditorio de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemáticas.

**Es cuanto cumplo con informar para los fines pertinentes.**

UNIVERSIDAD NACIONAL DEL CALLAO  
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA  
JURADO EVALUADOR DE TESIS

Dr. JORGE ABEL ESPICHÁN CARRILLO  
PRESIDENTE

## **DEDICATORIA**

Agradezco a Dios por sus bendiciones y por proporcionar armonía en mía vida,a mi madre **Delia Emperatriz** por haberme enseñando por tener perseverancia, coraje y saber enfrentar a las dificultades con calma y firmeza. En memoria de mi madre Delia Emperatriz.



## AGRADECIMIENTOS

Agradezco a Dios por sus bendiciones y, por proporcionar armonía en mi vida; a mi madre Delia Emperatriz por haberme enseñando a tener perseverancia, coraje y saber enfrentar las dificultades con calma y firmeza a quien dedico esta tesis de manera especial, también, a mi padre Hernán, a mis abuelos Fortunata y Justo Castillo y, a todos mis familiares por su profundo amor y cariño por mis hijas Yolanda y Valentina por las que ruego a Dios siempre las proteja y acompañe.

## ÍNDICE

<b>RESUMEN</b>	<b>1</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>2</b>
<b>INTRODUCCIÓN</b>	<b>3</b>
<b>I. PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA</b>	<b>5</b>
1.1. Descripción de la realidad problemática	5
1.2. Formulación del problema	7
1.2.1. Problema general	7
1.2.2. Problemas específicos	7
1.3. Objetivos	7
1.3.1. Objetivo general	7
1.3.2. Objetivos específicos	7
1.4. Justificación	8
1.5. Delimitantes de la investigación	8
1.5.1. Teórico	8
1.5.2. Temporal	8
1.5.3. Espacial	8
<b>II. MARCO TEÓRICO</b>	<b>9</b>
2.1. Antecedentes	9
2.1.1 Nacional	10
2.1.2 Internacionales	11
2.2 Bases teóricas	12
Mundos Brana	12
Potencial del modelo	15
Paredes Dominios	15
La métrica del escalar de Riemann y Kretschmann	16
La ecuación de Ricci	18
Estabilidad de las soluciones de Bogomol'nyi sobre pequeñas fluctuaciones lineares	
2.3 Marco conceptual	20
2.4 Definición de términos básicos	21
<b>III. HIPÓTESIS Y VARIABLES</b>	<b>21</b>
3.1 Hipótesis	21
3.1.1 Hipótesis General	

3.1.2 Hipótesis Específicas	
3.2. Operacionalización de variables	22
<b>IV. METODOLOGIA DEL PROYECTO</b>	<b>23</b>
4.1 Diseño Metodológico	24
4.2 Método de investigación	25
4.3 Población y muestra	26
4.4 Lugar de estudio y periodo desarrollado	26
4.5 Técnicas e instrumentos para la recolección de la información	26
4.6 Analisis y procesamiento de datos	26
4.7 Aspecto ético de investigación	26
<b>V. RESULTADOS</b>	<b>41</b>
5.1. Resultados descriptivos	41
La gravedad en una pared en dominio brana	41
La ecuacion de estabilidad se determina donde presenta el estado ligado de energía oscura	45
5.2. Resultados inferenciales	
<b>VI. DISCUSIÓN DE RESULTADOS</b>	<b>47</b>
6.1. Contrastación y demostración de la hipótesis con los resultados.	49
6.2. Contrastación de los resultados con otros estudios similares.	52
6.3. Responsabilidad ética.	
<b>VII. CONCLUSIONES</b>	<b>52</b>
<b>VIII. RECOMENDACIONES</b>	<b>54</b>
<b>IX. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>55</b>
<b>X. ANEXOS</b>	
10.1. Matriz de consistencia	57

## Índice de Figuras

<b>2.1</b>	Esquema del campo de escalar $\phi$ . Para $c = 1$ (línea gruesa), para $c = 1.2$ (línea fina) y $c = 1.5$ (línea punteada), con $b = 1$ (línea punteado) corresponde a una solución del tipo kink y del tipo paredes de dominio	16
<b>2.2</b>	Es el elemento escalar de Kreschmann para $L = 0.01$ (línea puntiaguda), $L = 1.6$ (línea fina) y $L = 4.5$ (línea gruesa, de la formación de brana separadas a la medida que L aumenta	18
<b>2.3</b>	Perfil de del escalar de Ricci para $L = 0.01$ (línea puntiaguda), $L = 1.6$ (Línea fina) y $L = 4.5$ (línea gruesa). Como evidencia de la formación de mundos brana a la medida que L aumenta	19
<b>2.4</b>	Cuando el potencial efectivo en el caso, $\lambda = \mu$ para $a = 1$ y $b = -1.001$ (línea continua) y $b = -1.3$ (línea discontinua)	32
<b>2.5</b>	Cuando los perfiles del tipo kink, para $a = 1$ y $b = -1,001$ corresponden a las soluciones kink doble (línea continua) y $b = -1,2$ correspondiente a una sola línea kink (línea discontinua)	33
<b>2.6</b>	Cuando se forma perfil de tipo kink para $a = 1$ y $d = 0.062499$ corresponde a la solución de tipo doble kink (línea sólida continua) y para $d = 0.0615$ corresponde a una solución tipo kink simple (línea discontinua)	
<b>2.7</b>	Perfil de defecto radial para $d = 2$ dimensiones, para $b = -1.001$ (línea continua) y para $b = -1,1$ (línea discontinua)	37
<b>2.8</b>	El potencial efectivo en la ecuación de Schrödinger para fluctuaciones de la métricas, evaluado para $b = -1.001$ corresponde a la (línea fina) y $b = -1.2$ correspondiente a la (línea gruesa)	37
<b>2.9</b>	Las soluciones tipo Kink para $d = 3$ dimensiones, para $d = 0.062499$ (línea sólida y Continua), y para $d = 0,0615$ (línea discontinua)	41
<b>2.10</b>	El factor de deformación evaluado para dos valores diferentes de $b$ , uno de ellos cercano a el valor crítico de $b = -1.001$ (línea continua)	43

y otro alejado del valor crítico  $b = -1.3$  (línea delgada)

**2.10A** Con referencias con la energía y materia, llamada energía oscura.

**2.11** El potencial efectivo en la ecuación de Schrödinger para fluctuaciones de las métricas, evaluado para  $b = -1.001$  corresponde a la (línea fina) y  $b = -1.2$  correspondiente a la (línea gruesa)

43

**2.12** La densidad de energía de la materia para el caso  $\lambda = \mu$  para  $a = 1$ ,  $b = -1,001$  (línea fina) y para  $b = -1.3$  (línea solida)

46

## RESUMEN

En esta investigación realizamos el estudio de la teoría de campos en dos branas o (llamada **universo infinito y dos mundos**). Este campo es una pared de dominio magnético o también llamado (**una zona de transición entre dos dominios magnéticos**). Donde estudiamos la localización de campos escalares no masivos. Las paredes de dominio esta en 3-brana (llamado de **topología**), se encuentran en una cavidad sobre 5 dimensiones en el espacio tiempo, llamado escenario de **Randall-Sundrum** (5 dimensiones), que representa un espacio curvado, o en el escenario de **Rubakov-Shaposhnikov de (4 dimensiones)**. Es decir, el espacio tiempo de Minkowski. Luego abordamos la localización de un campo escalar, cuya solución es del tipo kinks (llamado topológicos), que se deforma continuamente a un kink duplo. En este contexto general de nuestro estudio, este tipo de soluciones de kink duplos, nos permite ilustrar los fenómenos de separación de las branas o (**separación de universos**), de esta manera, reconstruimos un nuevo modelo no lineal, dentro de las teorías de campos que se configuran del tipo kink duplo.

En este trabajo, el modelo de campos es construido a partir de la deformación del tipo modo cero, asociado a la ecuación de estabilidad de dos campos bien definidos. Finalmente, estos modelos de campos son aplicados en la descripción de fenómenos críticos en escenarios llamados de mundos brana o (**separación de universo**). Asimismo, construimos modelos, del cual se obtienen valores efectivos de un campo escalar que se encuentra acoplada a la gravedad en un espacio-tiempo en 5 dimensiones. Estos modelos efectivos se pueden aplicadas al caso de escenarios cosmológicos, donde el universo se considera que se encuentra en una pared de dominio, en una dimensión espacial. El estudio de las soluciones de estos modelos, es de gran importancia para la construcción de escenarios cosmológicos y una mejor comprensión de nuestro universo. Así el caso, de una formación de dos branas a partir de una separación de una brana o (también la separación de un universo).

### **PALABRAS CLAVES:**

Mundos brana, Separación de brana.

## ABSTRACT

In this research we carry out the study of field theory in two branes or (**called the infinite universe and the two worlds**). This field is a domain wall or also called (**also called magnetic figure**) Where we study the location of non-massive scalar fields. The domain walls are in 3-brane (called **topology**), they are located in a cavity over 5 dimensions in spacetime, called **Randall–Sundrum** (5 dimensions), which represents a curved space, or in the called Rubakov–Shaposhnikov scenario (4 dimensions). That is, Minkowski spacetime. Then we address the location of a scalar field, whose solution is of the kink type (called **topological**), which is continuously deformed to a double kink. In this general context of our study, this type of kink duplo solutions allows us to illustrate the phenomena of separation of branes or (**separation of universes**), in this way, we reconstruct a new nonlinear model, within field theory. that are configured as kink duplo.

In this work, the field model is built from the zero mode type deformation, associated with the stability equation of two well-defined fields. Finally, these field models are applied in the description of critical phenomena in scenarios called brane worlds or (universe separation). Likewise, we build models, from which effective values of a scalar field that is coupled to gravity in a 5-dimensional space-time are obtained. These effective models can be applied to the case of cosmological scenarios, where the universe is considered to be located in a domain wall, in a spatial dimension. The study of the solutions of these models is of great importance for the construction of cosmological scenarios and a better understanding of our universe. Thus the case of a formation of two branes from a separation of a brane or (also the separation of a universe).

### KEYWORDS:

Brane worlds, Brane separation.

## INTRODUCCIÓN

El estudio de aspectos teóricos y fenomenológicos de las teorías más allá del modelo estándar, donde el bosón de Higgs es un estado compuesto, con más dimensiones extras, puede resolver el problema de la jerarquía entre la escala electro débil y la escala de Planck, así como, el problema de las mezclas y jerarquías de fermiones introduciendo nuevas partículas con masas de orden de TeV.

Son fundamentales para un mejor entendimiento del estudio no perturbativo de la Teoría Cuántica de Campos con grupos abelianos, como es el caso de la Teoría del Calibre y los campos de Yang-Mills usado sobre todo en teoría cuántica de campos cuyo lagrangiano tiene la propiedad de ser invariante sobre una transformación de gauge local, llamados grupos abeliano, con una simetrías  $U(1)$  con un acoplamiento del tipo **Higgs**. Asimismo, estos defectos topológicos aparecen en la física de la materia condensada, superconductividad, superfluidos, materiales ferromagnéticos, etc. Así como, en Cosmología conocidos como cuerdas cósmicas y formación de dominios (es una cavidad topologica).

En particular, bastante útil en el contexto de unificación de las fuerzas fundamentales, denominada **teoría de cuerdas** y **supercuerdas**, que involucra muchos tipos de partículas como son los siguientes: quarks (partículas indivisibles), los Leptones (partículas ligeras), los bariones (partículas pesadas), que están formadas por quarks y antiquarks, en el contexto de la Cosmología.

Si las dimensiones extras son infinitas la gravedad penetraría un poco, en las dimensiones espaciales y tendría una métrica de Minkowski o una métrica curvada, de tal manera que el campo vectorial es  $A_u = 0$ , y del campo escalar  $\vartheta = 0$ .

Un modelo que involucra a la métrica que se considero en el presente trabajo, fue propuesto en 1999 por Sundrum y Randall, que presenta las siguientes características:

- a). En este escenario se considera un espacio-tiempo de 5 dimensiones, donde se tiene un compacto de tipo topológico del **Ads**<sub>(gauge)</sub>/**CFT**<sub>(Gravedad)</sub>.

- b). En este escenario, se propuso los mundos brana, un espacio del tipo bulk o en 5 dimensiones, llamada *anti-de Sitter*, como es la dualidad de teorías **(Ecuación de Electromagnetismo y teoría de la Gravitación)**,  $AdS_{(gauge)}/CFT_{(Gravedad)}$ , **(Ecuaciones de Higgs)**, dentro en las 5 dimensiones. Considerando una brana, donde el modelo estándar de la física de partículas, es una teoría confinada, y otro brana donde la gravedad está localizada, denominada brana de Planck.
- c). La razón por la cual la gravedad es conocida, por la debilidad de los mundos brana.
- d). La métrica de Randall-Sundrum, está asociada con la curvatura del espacio-tiempo en 5 dimensiones y su representación es  $AdS_5$  (Anti-de-Sitter) del 5 dimensiones del espacio-tiempo, representa la métrica curva. Podemos reescribir de la métrica en 5 dimensiones de manera más compacta (se denomina burbujas compactas), de la forma que reescribimos como brana.

La métrica presentada por Randall y Sundrum (RS-I), es de tipo deformable con un declive que define la curvatura y puede ser interpretada, como la descripción de tipo warped. De esta manera, en la Cosmología de mundos brana las señales gravitacionales, encuentran atajos a través de las dimensiones extras de tal forma que su alcance sea mayor que la fracción del universo observable.

Una brana es un defecto topológico, que aparecen en teorías de campo no lineales en  $(1 + 1)$  dimensiones del espacio-tiempo. Al discutir es necesario la localización de la materia como: electrones, en cambio Rubakov-Shaposhnikov observaron que los fermiones podrían ser localizados, vía mecanismo de Jackiw y Rebbi. Con el surgimiento natural de fermiones sin masas y dependiendo del modelo no lineal utilizando la brana, algunos fermiones masivos puede ser localizados en la brana denominada paredes de dominio (ferromagnética).

## I PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

### 1.1 Descripción de la realidad problemática

Después del desarrollo de la relatividad general por Einstein, las ideas de extender esta teoría unificando la gravitación con el electromagnetismo, datan del año, 1921 por Kaluza y extendida en 1926 por Oscar Klein. La idea del modelo Kaluza Klein (K-K), fue considerar un espacio plano de 5 dimensiones (cuatro espaciales y una temporal). La dimensión espacial sería invisible en nuestra perspectiva por ser compacta con el radio microscópico, cuya dimensión, es del orden de la escala de Planck. Por otro lado, la métrica de K-K en el espacio de 5 dimensiones, presenta 15 grados de libertad constituidos por la métrica cuadro dimensional  $g_{\mu\nu}$ , por el campo vectorial,  $A_\mu$  y por el campo escalar  $\phi$ .

Asimismo, la métrica que hace referencia a las cuatro dimensiones (una temporal y tres espaciales) tendrá una consistencia tensorial como  $g_{AB}$ ,  $g_{\mu\nu}(1 + f(\phi, A^2) + A_\mu A_\nu h(\phi, A^2))$ , obtenemos la métrica de la curvatura y un campo vectorial, que cumple  $A_\mu = 0$  y del campo escalar  $\phi(r)$ , se obtiene una métrica de Minkowski.

Para poder explicar, en el escenario de  $K - K$ , no debe existir ningún efecto detectado por las dimensiones extras, para lo cual consideramos que sean suficientemente compactas (**burbuja suficientemente compactas**) y representada por una esfera  $S_1$  de radio  $r_c \leq 10^{-17} \text{cm}$ . En este límite;  $g_{\mu\nu}$ , los campos escalares  $A_\mu$  y  $\phi(r)$  se pueden expandir en serie de Fourier.

El radio de compactificación  $r_c$  pequeño (propuesto por Klein), el momento asociado  $n(r/r_c)$ , tienen una magnitud grande, tal que los modos con  $n = 0$ , serán observables. Esta teoría sirvió de base para el surgimiento de otras vertientes de la investigación como es el espacio multidimensional.

En los años 60, fue abordado el estudio de dispersión de los hadrones, donde se propuso un modelo de doble resonancia, siendo el espectro de los estados de una cuerda vibrante. La motivación referente a las dimensiones extras es debida a una consistencia con 26 dimensiones, referente a la teoría bosónica y a las 10

dimensiones en el modelo supersimétrico. Conocida como teoría de las cuerdas, que fue construida inicialmente para describir las interacciones fuertes, en una escala hadrónica conocida, donde se propuso la relación con el gravitón (supermasiva). Por lo tanto, la escala hadrónica fue substituida por la escala de masa de Planck  $M_{\text{pl}} = 2,44 \times 10^{18} \text{ GeV}$  y  $M_{\text{pl}} \sim G_{\text{Newton}}^{-1/2}$ , donde tenemos  $G_{\text{Newton}} \equiv \sim$  Constante de Newton de la Gravitación. A partir de esta reformulación de teoría de cuerdas, dio el origen a la primera fusión entre ambas teorías constituyente, en la gravitación y la mecánica cuántica, por referencias: (Bazeia D., et. al., 1999), (Bazeia D., Gomes, 2004), (Chumbes A., 2009), (Bazeia D., 2003), (Rubakov and Shaposnikov 2009). (Rubakov 2001). (Kinks and Domain Walls: 2006), (Villegas Silva, F. 2006), (Villegas Silva, F. 2005), (Kaluza T. 1921), (Polchinski, J. 1995) y (Bazeia D., et. al., 2022).

En el año 1983, Rubakov y Shaposhnikov propusieron un escenario en la cual el nuestro universo estaría confinado a una pared de dominio. Esta pared de dominio, llamada de 3 brana, sería una variedad topológica y estaría sumergida en un mundo de  $4 + 1$  dimensiones, llamada de bulk, la cual es descrita por una solución del tipo *kink* (solución topológica) que se extiende a lo largo de la dimensión extra (efecto en analogía con una descripción de paredes del dominio que se forman entre dominios magnéticos). El estudio sobre defectos topológicos en teoría de campos (**clásicos y cuánticos**), involucra estabilidad de soluciones de ecuaciones de campo presente en modelos para dos campos interactuantes. Un problema es determinar la estabilidad de estas soluciones cuando la energía es finita.

El caso simple es cuando un campo se propaga sin deformar, como son los solitones. Este estudio se realizó considerando soluciones en una dimensión (espacial y temporal); sin embargo, se pretende extender las soluciones a más de una dimensión espacial y esperar que sean estables en modelos con campos escalares.

En el presente trabajo analizamos la estabilidad de las soluciones en algunos modelos. Además, el campo escalar de auto interacción, a partir de esos modelos

de campos, aplicados a escenarios de mundos brana con una dimensión extra (4 dimensiones del espacio-tiempo, más una dimensión extra), donde analizamos la influencia de las soluciones estáticas de un campo escalar sobre la deformación de la geometría del espacio para localizar la gravedad en una brana.

## 1.2. Formulación del problema

### 1.2.1 Problema General

¿De qué forma es posible determinar la gravedad en una pared de dominio brana?

### 1.2.2 Problemas específicos

- ¿Cuál es el comportamiento de la gravedad dentro de una pared de dominio, considerando perturbaciones alrededor de la métrica para obtener la ecuación de Riemann y la ecuación de Ricci?
- ¿Determinar la ecuación de estabilidad y analizar la solución donde presenta estado ligado de energía oscura correspondiente a los modos de energía más baja o sea modos cero?

## 1.3 Objetivos

### 1.3.1 Objetivo general

Determinar la gravedad en una pared de dominio brana.

### 1.3.2 Objetivos específicos

- Determinar el comportamiento de la gravedad dentro de una pared de dominio, considerando perturbaciones alrededor de la métrica para obtener la ecuación de Riemann y la ecuación de Ricci
- Determinar el comportamiento para obtener la ecuación de estabilidad y analizar la solución donde presenta estado ligado de energía oscura correspondiente a los modos de energía más baja o sea modo cero.

## 1.4 Justificación

La posibilidad de que nuestro universo presente más de 3 dimensiones espaciales y temporales está atrayendo interés fuerte para estudiar al espacio de multidimensional con **teorías que incorporan en la gravedad y con la teoría de cuerdas en 5 D dimensiones**, también llamadas de la Teoría M,

o membrana, mundos brana resulta las cuales son consistentemente formuladas en el espacio tiempo con más 4 dimensiones (De Sousa Dutra, 2009). En este trabajo se presenta y aplica estas últimas teorías a la comunidad científica dado que no hay trabajos de esta naturaleza realizados sobre Cosmología.

Existen diversos estudios paralelos con el desenvolvimiento en teoría fundamental, estudios a lo largo de la línea fenomenológica recientemente que conducen a nuevas perspectivas de como las dimensiones extras podrían ayudar a solucionar algunos problemas de física de partículas, como el problema de jerarquía de masa, o problema de constante cosmológica, etc.

## **1.5 Delimitantes de la investigación**

### **1.5.1 Delimitante teórica**

Para la ejecución del presente trabajo se contó con una adecuada fuente bibliográfica, como textos, publicaciones, artículos científicos, etc., con los cuales se pudo realizar esta investigación.

### **1.5.2 Delimitante temporal**

Establecimos un plazo de 12 meses como limitante temporal para el desarrollo de la tesis, que consistió en realizar cada una de las siguientes etapas: revisión e interpretación de la información bibliográfica, desarrollo e interpretación de los resultados obtenidos, así como la redacción de la tesis y el informe final de la misma.

### **1.5.3 Delimitante Espacial**

El presente trabajo por ser teórico, se ha desarrollado en los ambientes de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática, y se contó con el apoyo de las autoridades de la Facultad.

Asimismo, se hizo uso de los laboratorios de cómputo de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática, desarrollando cálculos y aplicando métodos numéricos.

## II MARCO TEÓRICO

### 2.1. Antecedentes

#### 2.1.1 Nacional

Villegas Silva (2006), en su trabajo titulado: “Localización de la teoría p-branas en supergravedad y teoría-M”, tuvo como objetivo obtener soluciones que aparecen en la teoría de campos en cinco dimensiones acoplados con la gravedad, que conducen a determinar el modo cero del estado, el cual es un ingrediente esencial que marca la idea de mundos brana.

De acuerdo al trabajos en la tesis, “ **La gravedad en una pared de dominio en la brana**”, referente a un modelo, un solo campos, que permiten la estabilidad de la estructura interna, de acuerdo al resumen del expuesto internacional y nacional.

En cambio en el nuestro trabajo de Chumbes et. al. (2010), Kinks and Domain Walls (2006), Randall Lisa, Raman Rundrum (1999-1) y Randall Lisa, Raman Rundrum (1999-2). Se tiene por objetivo la solución topológica en un solo campo, que lograr de deformar y representa la gravedad en 5 dimensiones.

Villegas Silva (2006), titula en el siguiente trabajo, las soluciones tipo teoría 3-branas deformada, sienta una topología dentro de la teoría de la supergravedad, son relevantes para diferentes aspectos de la teoría de supercuerdas y super membranas, como estudio de la relatividad general y teorías de gauge supersimétricas.

Las soluciones 3-branas, son una manifestación de baja energía de la teoría de cuerdas no-perturbativas. Es determinante cada rol especial, que cumple el estudio de las teorías 3-branas, en el reciente desarrollo de la teoría de cuerdas. Las soluciones de 3-branas, se establecen como soluciones de la teoría de supergravedad, y pueden ser investigadas por métodos clásicos, ellas proporcionan un camino, para obtener información no-perturbativas acerca de la

teoría cuántica, vía cálculos clásicos. También son importantes por la existencia de la dualidad es que conectadas las diferentes teorías de supercuerdas y apoyan la conjetura fuerte que la teoría de cuerdas de tipo IIB, de que los cinco tipos de teoría, llamado también teoría M (llamada membrana), y relacionarme en supercuerdas conocidas, por puntos diferentes de una única teoría, llamada teoría-M.

Villegas Silva (2005), en un trabajo relaciona soluciones, por ejemplo "Soluciones a la teoría de supergravedad utilizando objetos extendidos por sector topológicos en p-branas", realizada en la Universidad Mayor de San Marcos.

En investigación, se obtuvo como objetivo de la topología en branas, realizar la teoría de los grupos en p branas, 3-branas representaría una línea de brana, en 2-branas es una superficie en branas y en 3-branas es un volumen en la brana, así sucesivamente. Encontrando que al factor topológico como tipo 3-branas.

Dentro de **nuestra tesis**, tiene por objetivo una solución de un solo campo, que nos permite deformar en forma continua y representarla en la gravedad, y otros modelos a hacer resuelta. Las teorías la cual que se observan, Supercuerdas tipo IIB, monopolos magnéticos BPS y dinámica de calibre tridimensional.

En nuestros objetivos, una explicación a través de la **teoría de cuerdas**, de la correspondencia entre la rama de Coulomb de ciertas teorías, de teoría del calibre supersimétricas tridimensionales y ciertos espacios de módulos de monopolos magnéticos. La misma construcción también da una explicación, a través de la dualidad  $SL(2, \mathbb{Z})$  de las supercuerdas de tipo II B, de la recientemente descubierta "**simetría del espejo**" en 3 dimensiones. A partir de la construcción, de la teoría de cuerdas se predicen nuevas **transiciones de la primera fase en tres dimensiones**, así como nuevos fueron puntos fijos en el infrarrojo e incluso, nuevas constantes de acoplamiento que no existen en los lagrangianos conocidos. Un aspecto novedoso y la dinámica de las branas, desempeña un papel importante en la construcción, por referencia. (Hanany A., Witten E., 1997).

### 2.1.2 Internacional

(Bazeia et. al. 2022), en su investigación titulada “Multi-kink braneworld configurations in the scalar-tensor representation of  $F(R, T)$  gravity”. En este trabajo de investigación, se observó que la  $F(R, T)$  brana en la representación del tensor en nuestro caso escalar, donde las soluciones de las ecuaciones de movimientos para el campo fuente engendradas los defectos topológicos con perfiles de dos tipos kinks. Utilizamos el formalismo de primer orden para obtener soluciones analíticas para el campo fuerte de la brana y se analiza cómo estas soluciones modifican la estructura de los campos auxiliares que surgen de la representación del tipo escalar-tensorial.

Cuyos los objetivos de la tesis, “ **La gravedad en una pared de dominio en la brana**”, referente al modelo, de un solo campos, que permite la estabilidad de una estructura interna de estructura topológico, en esta disertación analizamos modelos no lineales, que involucran campos escalares en 5 dimensiones espacio-temporal.

Este tipo de contrasta realizando en nuestra tesis “ **La gravedad en una pared de dominio en la brana**”. Esto representa, este muro de dominio, llamado La literatura de 3 branas sería una variedad topológica y estaría inmersa (empapar de adsorber y retener dentro del mundo) en un mundo de 5 dimensiones - llamado volumen - y se describe mediante una solución de tipo kink (**solución topológico**), que se extiende a lo largo de la dimensión extra (es decir, hecho en analogía con la descripción de las paredes de dominio que se forman entre (dominios magnéticos). Uno La brana es un defecto topológico como los que aparecen en las teorías de campos no lineales en (1+1) dimensiones del espacio-tiempo, (Bazeia et., al., 2003).

Particularmente, en lo que respecta a respecto al desacoplamiento de las ecuaciones para las fluctuaciones de los campos escalares de acuerdo al resumen internacional.

(Rajaraman et. al 1975), en su investigación titulada “Internal symmetry and the

semi classical method in quantum field theory.”, Por medio fue las soluciones llamada topológica de simetría de método de semi clásico, a teoría de cuántica.

Cuyos los objetivos, fueron los métodos de Dashen, Hasslacher y Neveu de teorías cuánticas de campos con simetrías globales continuas. Cuyo una simetría  $U(1)$ , donde mostramos que es posible proyectar un sub espacio de carga fija y reformular la teoría como una con simetría interna, pero con términos centrífugos que surgen de la rotación en el espacio de simetría interna; en el régimen de acoplamiento débil, las soluciones estáticas de este problema equivalente determinan las energías de los estados ligados, según mecánica cuántica. Dentro de un modelo particular en una dimensión espacial, demostramos la existencia de tales estados ligados y examinamos la dependencia de sus energías de la carga. La extensión del método de teoría de grupos, como los no abelianos, se ilustra con ejemplos de la simetría  $SU(2)$ .

## 2.2 Bases teóricas

### Teoría de cuerdas

Según Witten, E (1995), dentro de la teoría de cuerdas se establece que el universo se compone de múltiples dimensiones espaciales, la mayor parte de las cuales están **compactadas** y solo son perceptibles a muy **pequeña escala**. Estamos familiarizados con la altura, la anchura y la longitud, las tres dimensiones del espacio que con el tiempo dan un total de cuatro dimensiones observables; sin embargo, la teoría de cuerdas apoya la posibilidad de 11 dimensiones, aunque las siete (7 dimensiones) restantes no las podemos detectar directamente.

Estas “cuerdas” vibran en múltiples dimensiones, y en función de la forma en que vibran, podrían ser percibidas en el espacio de tres dimensiones como materia, luz, o la gravedad. Es la vibración de la “cuerda” la que determina su apariencia de materia o energía, o inversamente, toda forma de materia o energía es el resultado de la vibración de las cuerdas.

### 2.2.1. Mundos Brana

Consideramos, de las muchas de paredes de dominio, para nuestra investigación el modelo más simple posible, por un campo escalar real acoplado a la gravedad, (4+1) dimensiones del espacio curvo,

$$\int d^4x dy \sqrt{|g|} \left( -\frac{1}{4} R + \frac{1}{2} g^{ab} \partial^a \phi \partial^b \phi - V(\phi) \right). \quad (1)$$

Donde  $g = \text{Det}(g_{ab})$  es la métrica de cinco dimensiones para describir las branas, cuyo bulk es grueso y continuo, cuyo comportamiento  $AdS_5$  es del tipo (anti sitter).

Considerando la dimensión extra para el espacio y tiempo. En este caso, los índices latinos se denotarán en el espacio tiempo del bulk, siendo  $a = 0, 1, 2, 3, 4$ . Además,  $g = \det(g_a)$ , es el determinante de la métrica de cinco dimensiones,  $R$  es el campo escalar de curvatura o el campo de Ricci. También, se considero la derivada covariante sobre el campo escalar como la derivada usual, esto es  $\nabla_\mu \phi = \partial_\mu \phi$ . Por simplicidad, tomamos el sistema de unidades representa la métrica  $4\pi G_{(5)} = 1$ . los elementos de una línea como veremos,

$$ds_5^2 = e^{2A(y)} ds_4^2 - dy^2, \quad (2)$$

con  $a, b = 0, \dots, 4$ ,  $r = x^4$ , representa las Dimensiones extras, e  $\eta_{\mu\nu}$  la métrica minkowskiana observado (1, -1, -1, -1). Asimismo,  $A(y)$  es denominado función de deformación (*warp function*), que depende exclusivamente de la dimensión extra. El término  $e^{2A(y)}$  es denominado factor de deformación de  $ds_4^2$  llamado el elemento de línea del espacio tiempo de Minkowski cuadrimensional, dado por

$$ds_4^2 = n_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (3)$$

Como se conoce, con el índice griego  $n_{\mu\nu} = \text{diag}(+, -, -, -)$ , se representa el tensor métrico de Minkowski en cuatro dimensiones espacio-temporal. El tensor métrico asociado al *bulk* (llamada de bulto), es

$$g_{ab} = \text{diag}(e^{2A(y)}, -e^{2A(y)}, -e^{2A(y)}, -e^{2A(y)}, -1). \quad (4)$$

El modelo de Randall et. Al. (1999-2), presenta una función de deformación tal como:

$$A(y) = -|y|.$$

La deformación va a cero, esto es  $e^{-|y|} \rightarrow 0$  si  $y \rightarrow \pm\infty$ . Este factor es extendido. Este modelo es conocido como brana fina, el factor de deformación tiene una pequeña abertura en el origen. Por tanto, modelar a dimensiones extras con campo escalares, en este caso surge otro tipo de brana conocida como brana gruesa (**thick brane**) que representa el módulo de interés en la investigación,

$$\frac{1}{\sqrt{|g|}} \partial_a (\sqrt{|g|} g^{ab} \partial_b \Phi) + V_\Phi = 0, \quad (5)$$

determinada por la métrica:  $g_{ab} = \mathbf{diag}(e^{2A(y)}, -e^{2A(y)}, -e^{2A(y)}, -e^{2A(y)}, -1)$ .

Donde, usamos la notación  $V_\Phi = \frac{dV}{d\Phi}$ . Por otro lado, respecto de la métrica, de la ecuación de Einstein, se tiene

$$G_{ab} = 2 T_{ab}.$$

Considerando el tensor métrico y el escalar de curvatura, se tiene  $R = 8 A'' + 20A'^2$ , las componentes del tensor de Einstein quedan de la siguiente manera

$$G_{\mu\nu} = \begin{matrix} -3(A'' + & & y & & G_{44} = 6 A'^2. \end{matrix} \quad (6)$$

La energía total de las soluciones estáticas puede ser calculada a través de la ecuación

$$E = \int \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{d\Phi}{dx} \right)^2 + V(\Phi) \right]. \quad (7)$$

El tensor energía momento es

$$T_{ab} = \partial_a \Phi \partial_b \Phi - g_{ab} \left( \frac{1}{2} g^{cd} \partial^c \Phi \partial^d \Phi - V(\Phi) \right). \quad (8)$$

Observando que la función de deformación depende de la dimensión extra, es posible investigar el caso de campos unidimensional,  $\Phi = \Phi(y)$ . En este caso, las

componentes del tensor energía momento, es

$$= \partial_a \phi \partial_b \phi - g_{ab} \left( \frac{1}{2} g_{cd} \partial^c \phi \partial^d \phi - V(\phi) \right). \quad (9)$$

$$T_{\mu\nu} = \left(\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V\right)g_{\mu\nu} \quad \text{y} \quad T_{44} = \left(-\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V\right). \quad (10)$$

La densidad de energía del campo escalar es dada la siguiente expresión

$$T_{00} = \left(\frac{1}{2}\left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2 + V\right) \quad (11)$$

Unida con la ecuación de Einstein, lleva a las ecuaciones

$$A'' = -\frac{2}{3}\dot{\phi}^2, \quad (12)$$

$$A'^2 = \frac{1}{6}\dot{\phi}^2 - \frac{1}{3}V, \quad (13)$$

como precisamos determinar las funciones,  $\phi(y)$  y  $A(y)$ , estas ecuaciones son suficientes para resolver el problema. En cuanto, existe otra ecuación, (11), se tiene

$$\phi'' + 4A'\phi' - V_\phi = 0. \quad (14)$$

Es una ecuación diferencial segunda orden, se asemeja con la viscosidad en la mecánica clásica (Marqués, 2019).

### 2.2.2. Potencial del Modelo

Este modelo considera el potencial del tipo  $\lambda\phi^4$ , que en términos del superpotencial  $\mathbb{W}$ :

$$\mathbb{W}(\phi) = -\lambda a^2\phi + \frac{\lambda}{3}\phi^3, \quad (15)$$

De la siguiente forma

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\left[\frac{d\mathbb{W}}{d\phi}\right]^2. \quad (16)$$

Podemos expresar la energía, en términos del superpotencial como

$$E = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 + \mathbb{W}_\phi \right] = \quad (17)$$

$$E = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \left(\frac{d\phi}{dx} \pm \mathbb{W}_\phi\right)^2 \mp 2\frac{d\mathbb{W}}{dx} \right]. \quad (18)$$

Podemos expresar la energía de Bogomoln`yi, como un mínimo cuando el primer término se anula, es decir

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 = \mp W_\phi ,$$

corresponde a una solución tipo kink simple y  $L = 2.6$  (línea fina) corresponde a una solución del tipo kink duplo como referencia (Marqués, 2019).

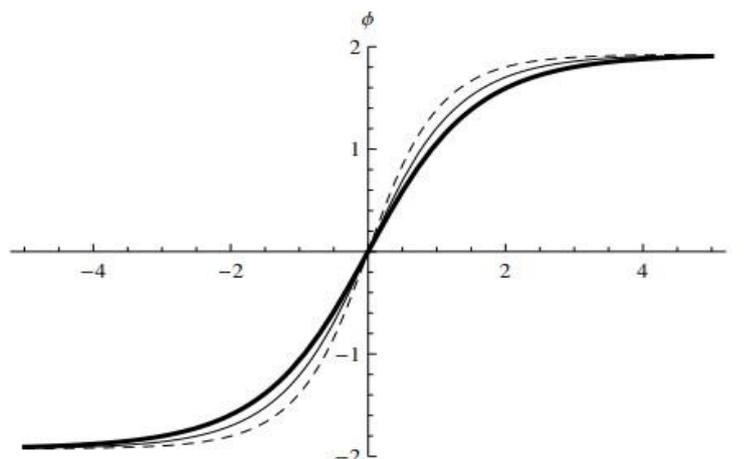
La solución tipo de kink, se puede observar en la figura 2.1 que está separado en dos regiones similares a lo lejos de la dimensión extra, cuyo comportamiento asintótico es del tipo  $AdS_{(5)}$ , a la medida de  $L$  aumenta la estructura de la brana y de formación deformada.

### Paredes de dominios

Los sistemas no lineales en particular pared de dominios, particularmente aquellos que exhiben solución topológica o llamada mundos brana, son muy importantes para el estudio y modelajes de muchos sistemas físicos. Por ejemplo, en los últimos años está recibiendo mucha atención en el estudio de estructuras topológicas en un espacio tiempo “deformado” (en inglés *warped*), donde se considera uno o más campos escalares descendiendo a la brana (estructura topológica) acoplada con la gravedad.

En la referencia fueron estudiados modelos no lineales aplicados a escenarios de mundos brana, en cinco dimensiones con el propósito de analizar los efectos de los mundos brana.

**Figura 2.1.** Campo escalar



Casos:  $c = 1$  (línea gruesa), para  $c = 1.2$  (línea fina) y  $c = 1.5$  (línea punteado), con  $b = 1$  corresponde a una solución del tipo kink y paredes de dominio. Tomada de “Estructuras localizadas en Teoría de Campos” Fuentes: (Marqués, 2019).

## La métrica del escalar de Riemann y Kretschmann

En la Teoría General de la Relatividad, hay tres tensores que nos interesan para estudiar y especificar la curvatura de un espacio-tiempo curvo: el tensor de Einstein  $G$ , el tensor de Ricci y el tensor de Riemann  $R$ . El tensor de Einstein es obtenido a partir del tensor de Ricci, y a su vez el tensor de Ricci es obtenido a partir del tensor de Kretschmann, de modo tal que queremos estudiar y tener muy en claro lo que es el tensor de Kretschmann puesto que todo lo relacionado con la curvatura en un espacio multi-dimensional proviene de dicho tensor,

$$K = R_{abcd}R^{abcd} = 4R_{trtr}R^{trtr} + 4R_{tatb}R^{tatb} + 4R_{rarb}R^{rarb} + R_{abcd}R^{abcd}, \quad (19)$$

el escalar de Kretschmann es definido como, la teoría de supergravedad predice la existencia de una partícula llamada (**gravitino**), que podría ser uno de los constituyentes o la misteriosa materia oscura, que no emite ni absorbe luz, por lo que es imposible verla directamente.

En teoría de variedades de Lorentz, particularmente en el contexto de las aplicaciones a la relatividad general, el escalar de Kretschmann es un invariante escalar cuadrático. Fue presentado por Erich Kretschmann.

$$R_{abcd} = g_{ae}R^e_{bcd},$$

$$R^e_{bcd} = \frac{\partial}{\partial x^c} \Gamma^e_{db} - \frac{\partial}{\partial x^d} \Gamma^e_{cb} + \Gamma^e_{cf} \Gamma^f_{db} - \Gamma^e_{df} \Gamma^f_{cb}. \quad (20)$$

Las componentes del tensor de Riemann no nulas, son

$$R_{0101} = R_{0202} = R_{0303} = -R_{1212} =$$

$$-R_{1313} = -R_{2323} = -\left(\frac{dA}{dr}\right)^2 (e^{2A})^2,$$

$$R_{0404} = -R_{1414} = -R_{2424} = -R_{3434} =$$

$$e^{2A} \left( \frac{d^2A}{dr^2} + \left(\frac{dA}{dr}\right)^2 \right). \quad (21)$$

El **tensor de Riemann** satisface una identidad del **tensor de Bianchi**.

$$R_{abcd} + R_{acdb} + R_{adbc} = 0 \quad (22)$$

y las otras componentes del tensor de Riemann cumplen la relación,

$$R_{abcd} = -R_{bacd} = -R_{abdc} = R_{cdab}. \quad (23)$$

Se tiene que el escalar de Kretschmann es dado por 21 componentes. Puede ser escrita por una matriz de  $6 \times 6$ , de 64 métricas simétricas, como se muestra a continuación,

$$K = R_{abcd}R^{abcd} = 24 \left( \frac{dA}{dr} \right)^4 + 16 \left( \frac{d^2A}{dr^2} \right)^2 + \left( \frac{dA}{dr} \right)^2. \quad (24)$$

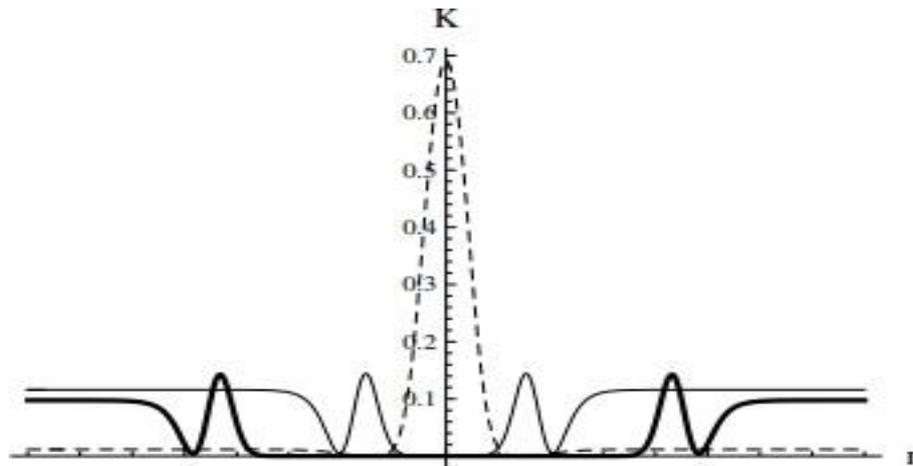
Esta ecuación representa en la teoría de Lorentz particularmente en el contexto de las aplicaciones a la relatividad general; rescrita por el escalar de Kretschmann, es un escalar cuadrática invariante; también de las ecuaciones de Einstein,

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}, \quad (25)$$

Donde  $T_{\mu\nu}$  es el tensor energía-momento de materia. La conservación de la energía y momento cumple  $\nabla_{\mu}T^{\mu\nu} = 0$  y la identidad  $\nabla_{\mu}G^{\mu\nu} = 0$ . Así, se tiene que **el escalar de Kretschmann** (de 21 componentes de magnitud) es dada por (24).

Podamos observar que el escalar de Kretschmann coincide con los picos de escalar de Ricci. Reafirmando la formación de las branas duplas; también, vemos que K de la ecuación (25), asume constante asintóticamente (Marqués, 2019).

**Figura 2.2.** *Campo escalar de Kreschmann*



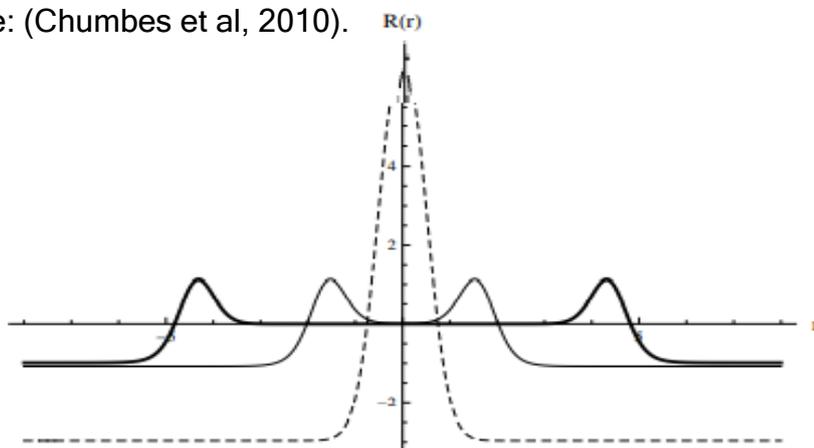
Para  $L = 0.01$  (línea punteada),  $L = 1.6$  (línea fina) y  $L = 4.5$  (línea gruesa). La evidencia de formación de branas separadas a la medida de  $L$ . Tomada de “No polynomial potentials with deformable topological structures”, Fuente: (Chumbes et., al., 2010) y (Chumbes et., al., 2012)

Para observar que los picos de escalar de Kretschmann coinciden con los picos del escalar de Ricci en la formación de branas separadas.

### La ecuación de Ricci

La curvatura de Ricci se puede utilizar para definir las clases de Chern de una variedad, que son invariantes topológicos (por tanto independientes de la elección de métrica). La curvatura de Ricci también se utiliza en el flujo de Ricci, donde una métrica es deformada en la dirección de la curvatura de Ricci. En superficies, el flujo produce una métrica de curvatura de Gauss constante y se sigue el teorema de uniformización para las superficies.

**Figura 2.3.** Perfil del campo escalar de Ricci. Representa el escalar de Ricci, Fuente: (Chumbes et al, 2010).



Para  $L = 0.01$  (línea puntiaguda),  $L = 1.6$  (Línea fina) y  $L = 4.5$  (línea gruesa). Como evidencia de la formación de mundos brana a la medida que  $L$  aumenta.

Estabilidad de las soluciones de Bogomol'nyi sobre pequeñas fluctuaciones lineares. Consideramos aquí el análisis de la estabilidad de las soluciones de Bogomol'nyi también llamadas de **BPS**, para modelos no lineares con únicamente un campo escalar. El análisis de estabilidad es realizado a fin de verificar las pequeñas perturbaciones, poder destruir la estabilidad del soliton. Siendo el método bien conocido, sobre pequeñas fluctuaciones, (Jackiw R. et., al., 1977). Aunque es relativamente simple de mostrar la estabilidad de la solución independiente en el tiempo, con energía finita de ecuaciones de donde no lineares de una dimensión espacial, de un mismo no se aplica los casos de más una dimensión espacial.

### **2.3 Marco conceptual**

En este trabajo de física teórica realizado en 12 meses donde representada, por marco conceptual.

En cuyo trabajo de física teórica, realizo las propiedades cosmológicas de la materia de la gravedad, realizado por ser efectuado en 4 dimensiones del espacio tiempo. Realizando la teoría de campo en 5 dimensiones, a efectuar la unión extra dimensión, podría usar la parte mecánica cuántica, como la relatividad especial, respectivamente.

En el desarrollo de la teoría fundamental, llamado teoría del todo, los estudios estarían a lo largo de la línea fenomenológica, nos han llevado recientemente unas nuevas perspectivas de cómo podrían manifestarse las dimensiones adicionales y cómo podrían ayudarnos para resolver algunos viejos problemas de física de partículas (problema de jerarquía de masas, el problema de la constante cosmológica, etc.), respectivamente.

### **2.4 Definición de términos básicos**

**a) Los mundos branas.-** En algunos materiales, como consecuencia de la interacción entre los momentos magnéticos microscópicos, por debajo de cierta temperatura aparece espontáneamente del orden magnético y del largo del alcance. En particular, en los materiales ferromagnéticos, la interacción entre los

momentos microscópicos tiende a alinearlos en forma paralela. Sin embargo, en ausencia de campo magnético, debido a otras contribuciones a la energía total del sistema, como la interacción de regiones de magnetización, pueden aparecer espontáneamente regiones de magnéticas diferente entre ellas pero uniforme dentro de cada una, de ellas. Asimismo, se denomina en dominios magnéticos.

- b) La gravedad.-** Según la Teoría de la Relatividad General, la gravedad es una característica geométrica del espacio-tiempo, es decir, son efectos gravitatorio como una consecuencia de la forma del espacio-tiempo. Si el espacio-tiempo, está curvado los objetos que contienen se moverán afectados por esa curvatura y podemos decir que están afectados por la gravedad. Como todo está contenido en el espacio-tiempo, todo siente la gravedad y, por lo tanto, se mueve teniendo en cuenta su curvatura en el espacio. (Marquês, 2019)
- c) Paredes de dominios.-** La interface entre dos dominios magnéticos se denomina pared de dominio magnético. En general, esta interface no viene dada por una transición crítica, ya que representaría un costo energético de la interacción. Para disminuir la energía del sistema, los momentos magnéticos giran gradualmente entre las direcciones definidas por cada dominio de la brana, dándole un solo grosor a la pared de dominio.
- d) Ecuación de Riemann.-** La hipótesis en sí se deriva de la llamada función zeta de Riemann, que se define como la suma de los inversos de los números enteros elevados a una potencia que se llama habitualmente  $s$ . Es decir, la ecuación de Riemann  $\sum 1/n^s$ , donde  $n$  es cualquier número entre 1 y el infinito.
- e) Ecuaciones de Ricci.-** Las contracciones del tensor de Riemann conducen a otros objetos matemáticos que son necesarios para definir el tensor de Einstein. El primero de ellos es el tensor de Ricci, el cual es obtenido al hacer la contracción del primer y el tercer índices del tensor de Riemann
- f) Estado ligado de Energía.-** Un estado ligado, es un estado cuántico de un sistema físico que es combinación lineal de estados estacionarios correspondientes a valores de la energía del espectro puntual del hamiltoniano del sistema.

### III HIPÓTESIS Y VARIABLES

#### 3.1. Hipótesis

##### 3.1.1 Hipótesis General

La gravedad en una pared de dominio brana se determina en cinco dimensiones.

##### 3.1.2 Hipótesis específicas

- La gravedad en una pared de dominio de brana, realizando perturbaciones, se localiza alrededor de la métrica de la ecuación de Riemann y la métrica de Ricci.
- La ecuación de estabilidad se determina donde presenta el estado ligado de la energía oscura, correspondiente de los modos de energía más baja o sea modos cero.

#### 3.2. Operacionalización de variables

- **Variable 1 / Dependientes: Dominio brana.**- En cosmología las branas se utiliza para referirse a los objetos similares al universo de cuatro dimensiones que se mueven en un "bulk" (bulto) de mayor dimensión; las teorías d-branas son una clase particular de p-branas. Las c-branas son una clase única en la cual se conjeturan en d-branas volviéndose n-branas rastreables en un tiempo y otro el espacio.
- **Variable 2 / Independientes: La gravedad.**- Según la Teoría de la Relatividad General, la gravedad es una característica geométrica del espacio-tiempo, es decir, son efectos gravitatorio como una consecuencia de la forma del espacio-tiempo. Si el espacio-tiempo, está curvado los objetos que contienen se moverán afectados por esa curvatura y podemos decir que están afectados por la gravedad. Como todo está contenido en el espacio-tiempo, todo siente la gravedad y, por lo tanto, se mueve teniendo en cuenta su curvatura en el espacio, (Marquês, 2019).

## Operacionalización de variables

Variables	Definición Operacional de las variables	Dimensiones	Indicadores	Metodología
<b>Variable 1</b> Dependientes	característica objetos topológico como la geométrica se curvan del espacio-tiempo	Finura y tamaño de la brana.	Partículas se mueven entre el espacio-tiempo.	Analizar y localizar la gravedad dentro de la pared de dominio.
Dominio brana		Geometría se curva del espacio-tiempo		
<b>Variable 2</b> Independientes	Teoría de la Relatividad General, la gravedad es una característica geométrica	Finura y tamaño de la gravedad.	Distancia de la observación.	Solucionar la ecuación de estabilidad con la ecuación Schrödinger.
Gravedad		1. Espacio de los objetos topológico geométrica de Minkowski.	1. Movimiento de una partícula en la métrica Minkowski.	

## IV. METODOLOGÍA DEL PROYECTO

### 4.1. DISEÑO METODOLÓGICO

- Según el objetivo del estudio: se ha estudiado la teoría de las branas que es a nivel fenomenológico; y el enfoque es de naturaleza cualitativa, porque se ha explicado desde un punto de vista fenomenológico la ubicación de la gravedad en la pared brana. Asimismo, no es experimental, porque se ha estudiado la teoría de las branas que es a nivel fenomenológico; y el enfoque es de naturaleza cualitativa y cuantitativa, porque se ha explicado desde un punto de vista fenomenológico la ubicación de la gravedad en la pared brana, en el trabajo no realiza experimentos y un enfoque en nuestro desarrollo de física teórica.
- La investigación teórica o el diseño metodológico, es el examen sistemático de un conjunto de creencias y supuestos. Su objetivo es aprender más sobre un tema y ayudarnos a comprenderlo mejor. La información obtenida de este modo no se utiliza para nada en particular, porque este tipo de investigación pretende aprender más.
- El diseño de investigación es no experimental, porque se quiere saber la relación de las dimensiones, la gravedad y la pared de dominio brana, desde el punto teórico, sin realizar de la toma de datos.
- Nuestra metodología de investigación en el carácter teórico, constituyen de aplicaciones en teoría de campos, cosmología y física de partículas, con énfasis en la construcción de modelos topológicos y sus aplicaciones en mundos brana. Dentro de los diversos estudios desenvueltos en el contexto de branas, el estudio de modelos efectuados en Maxwell Higgs, posibilitando un estudio en el escenario cosmológico. La propuesta de nuestra investigación en esclarecer lo que se precisa para que el defecto topológico localizable en el escenario de partículas. De modo, poder responder las siguientes pregunta formuladas, ¿Todo defecto puede ser localizar en las partículas,

contexto de branas?, ¿Cuales son ingredientes necesarios para su localización?

Los objetivos que desarrollamos en un siguiente plano de la investigación, corresponden a este tipo de preguntas, y pueden ser descritas de siguiente manera:

Extenderemos al formalismo del modelo abeliano de Maxwell Higgs, en cinco dimensiones, explorando sus soluciones topológicas al incluir un modelo abeliano. En particular este estudio establecemos mecanismos que permiten calcular la energía BPS, del primer orden de la ecuación llamada (Bogomol'nyi Prasad Sommerfield) y analizamos sus efectos en escenarios cosmológicos.

#### **4.2. MÉTODO DE INVESTIGACIÓN**

Según el conocimiento que se tiene del objeto de estudio, nuestro trabajo se encuentra dentro del área de la teoría general de partículas y campos de manipulación teórico y transversal, específicamente en teoría de campos. Los cálculos numéricos se realizaron únicamente por medios informáticos y utilizando software disponible en la Facultad.

En primer lugar, se analizó las ecuaciones de Riemann y la métrica de Ricci, y luego se analizó potenciales dependientes del espacio haciendo variar parámetros y las dimensiones de dos, tres, cuatro y cinco dimensiones.

Luego se aplicó la teoría de perturbaciones a la métrica de Ricci y al potencial de interacción, con ello se obtiene ecuaciones no lineales de la función campo,  $\Phi(r)$ , la cual se puede solucionar aproximadamente en las posiciones de energía mínima, los cuales son los puntos críticos, pero a la vez las energías que se observan en estos puntos críticos son negativas, las cuales la asociamos con la “energía oscura”.

Finalmente se analiza la función de acción y la energía para explicar la gravedad en una pared de dominio brana desde el punto de vista topológico, dado que trabajaremos en cinco dimensiones.

#### **4.3. POBLACIÓN Y MUESTRA**

No aplica para esta investigación, por ser de naturaleza teórica.

#### **4.4. LUGAR DEL ESTUDIO**

Se desarrollo, en la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática, de la Univerisdad Nacional del Callao.

#### **4.5. TÉCNICAS E INSTRUMENTOS PARA LA RECOLECCIÓN DE LA INFORMACIÓN.**

SI aplica para esta investigación el llamado software Wolfram Mathematica versión 12.0

#### **4.6 ANÁLISIS Y PROCESAMIENTO DE DATOS**

De acuerdo con el desarrollo de nuestro trabajo, que se trata de una investigación teórica no se realizó ningún análisis ni procesamiento de datos experimentales, pero sí, mediante el software llamado Wolfram Mathematica versión 12.0, se realizó sus cálculos y gráficos, que nos permite realizar el trabajo en investigación.

#### **4.7. ASPECTOS ÉTICOS EN INVESTIGACIÓN**

El presente trabajo, es una tesis totalmente original, y todas las citas de los textos extraídos, se encuentran referenciados, conservando los derechos reservados del autor.

Para el efecto, se ha considerado los criterios de rigor científico son los siguientes:

**La Veracidad:** Debido a que el investigador debe ser muy cuidadoso en la búsqueda de la verdad, donde también se garantiza que los resultados en mundos brana son cierto, y con ellos se puede controlar los factores, y así obtener los resultados con mayor precisión en la tesis.

**La Aplicabilidad:** Señalamos que los resultados son muy rigurosos en la aplicación del presente estudio.

**La Neutralidad:** Se debe de mantener en todo el tiempo, es decir antes, durante y después de haber terminado el estudio, en tal sentido aquellos resultados son productos de un desarrollo impetuoso y rugoso más que a lo largo de esta tesis.

## V. RESULTADOS

### 5.1. Resultados descriptivos

Por la naturaleza de la investigación de este trabajo, consideramos como resultados descriptivos, los resultados finales de esta investigación, los cuales pasamos a detallar.

#### ➤ Modelos con un campo escalar contruidos a partir de un modelo con dos campos interactuando

Con el propósito de construir modelos (derechos reservados del autor) con un solo campo que exhiben soluciones clásicas con perfiles del tipo Kink duplo, a partir del modelo con interacción de dos campos, consideramos modelos de dos campos en 2 dimensiones, cuya densidad lagrangiana es dada con el potencial Se resuelve las ecuaciones de primer orden. Este procedimiento fue adoptado por (Chumbes et., al., 2010), para obtener una ecuación de órbita general. Las soluciones estáticas de las ecuaciones de primer orden dentro de la ecuación Bogomoln`yi- Pasad-Sommerfield **BPS** para tal caso, podemos expresar a la energía en términos desde el superpotencial como

$$E = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 + \mathbb{W}_\phi \right] =$$

$$E = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \left( \frac{d\phi}{dx} \pm \mathbb{W}_\phi \right)^2 \mp 2 \frac{d\phi}{dx} \mathbb{W}_\phi \right].$$

Podemos expresar la energía de Bogomoln`yi se torna un mínimo cuando el primer término va a número cero.

$$\frac{d\phi}{dx} = \mp W_\phi ,$$

Como son soluciones de las ecuaciones estáticas sobre el movimiento, que minimizan la energía oscura y de la ecuación Bogomoln'yi-Pasad-Sommerfield, (Chumbes et., al., 2010); a partir de estas ecuaciones de primer orden procederemos de la siguiente forma, consideramos el elemento diferencial  $dx$  un invariante de tal manera que obtenemos una ecuación diferencial que relaciona dos campos clásicos.

Para los casos en que la ecuación general de una órbita se obtiene analíticamente, podemos escribir el campo escalar  $x$  en términos de  $\phi$ , tal cómo

$x = f(\phi)$ , y esto se puede usar hasta expresar  $x$  en términos de campo clásico  $\phi$ , en la densidad lagrangiana,

$$l_{\text{lagrangiana}} = \frac{1}{2} (1 + f_\phi^2) \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi). \quad (27)$$

Donde,  $f_\phi = \frac{df}{d\phi} = \frac{dx}{d\phi} = \frac{W_x}{W_\phi}$  en ambos  $W$  y  $-W$ , son escrito en términos de un solo

campo  $\phi$ , en consecuencia, la estructura del potencial, y también debido a la ecuación (27) podemos escribirlo de la siguiente manera el potencial,

$$V(\phi) = \frac{1}{2} (1 + f_\phi^2) W_\phi^2. \quad (28)$$

La ecuación de movimiento para el modelo de un solo campo quedo entonces como se muestra a continuación,

$$(1 + f_\phi^2) \partial_\mu \partial^\mu \phi + f_\phi f_{\phi\phi} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi + \frac{dV}{d\phi} = 0. \quad (29)$$

La energía asociada con las soluciones clásicas se expresa como,

$$E_{\text{energía}} = \int_{-\infty}^{\infty} dx (1 + f_\phi^2) \phi'^2 + V(\phi). \quad (30)$$

Donde,  $\phi' = \frac{d\phi}{dx}$  en la energía. Luego podemos reescribir  $E$  como,

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left( (1 + f_\phi^2) \phi'^2 \pm \sqrt{2V} \mp 2(1 + f_\phi^2) \phi' \sqrt{2V} \right) \quad (31)$$

y consecuentemente las soluciones de forma clásica con energía mínima satisfacen a la ecuación diferencial de primer orden, la cual se expresa en la siguiente forma,

$$\phi' = \mp \frac{\sqrt{2V}^{1/2}}{1 + f_\phi^2} = \mp W_\phi. \quad (32)$$

Donde,  $W_\phi = \frac{dW(\phi, z)}{d\phi}$ , y substituímos  $\bar{\chi}$  por  $f(\phi)$ , es fácil demostrar que las

soluciones de la ecuación diferencial de primer orden son también soluciones de la ecuación de movimiento estática que se muestra a continuación,

$$(1 + f_\phi^2) \phi'' + f_\phi f_{\phi\phi} \phi'^2 = \frac{dV}{d\phi}, \quad (33)$$

Por otro lado la energía BPS es dada por,

$$E_B = \int_{-\infty}^{\infty} dx ((1 + f_\phi^2) \phi' W_\phi^2(\phi, f(\phi))) = (W(\phi, f(\phi))(+\infty) - W(\phi, f(\phi))(-\infty)), \quad (34)$$

donde las soluciones clásicas  $\bar{\phi}(\chi)$  son tomadas en  $(+\infty, -\infty)$ . Este procedimiento es similar al de la referencia (Chumbes et.,al., 2010), donde se probó la equivalencia desde los modelos Sine-Gordon y Liouville, se obtiene las soluciones

BPS de los que se utilizan para construir mapeos entre los campos de dos modelos, cuya equivalencia entre ellos se demuestra en (Chumbes et., al., 2010).

En realidad, se deforma un modelo conocido utilizando la función del mapeo (**en modelar las soluciones topologicos**) y se obtiene otros modelos conocidos, demostrando que los modelos tienen la misma energía BPS cuando la deformación se realiza en la densidad lagrangiana, lo que contrasta cuando las deformaciones se implementan directamente en las ecuaciones diferenciales tomando referencia, (Bazeia et., al., 2002).

Como no interesa probar la equivalencia entre dos modelos, nos limitamos a trabajar con lagrangianos efectivos cuyas estructuras son del tipo energía cinética menos energía potencial, es decir,

$$l = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - U_{eff}(\phi) = \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - W^2(\phi)). \quad (35)$$

Si se considera  $\bar{W}_\phi(\phi) = W_\phi(\phi, x = f(\bar{\phi}))$ , en vez de densidades del tipo lagrangeana,

$$l = \frac{1}{2} (1 + f_\phi^2) \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - W_\phi(\phi) \quad (36)$$

Este procedimiento se usa en la referencia (Chumbes et., al., 2010) y es más conveniente. Destacamos el hecho de que la ecuación estática del Euler-Lagrange  $\phi'' = \frac{dU_{eff}}{d\phi}$ , resultante de la densidad lagrangiana de la ecuación (33) tiene las mismas soluciones que la ecuación (35), de hecho, son las equivalentes. Observamos que las ecuaciones clásicas dada por (32) lleva a satisfacer la ecuación,

$$\phi'' = \frac{1}{1+f_\phi^2} (V_\phi - \frac{2f_\phi f_{\phi\phi}}{1+f_\phi^2} V), \quad (37)$$

de segundo orden,  $\phi'' = W_\phi W_{\phi\phi}$ , indicándose que la ecuación “estática”

$$\phi'' = \frac{dU_{eff}}{d\phi}$$

$d\phi$

. Es  
cumplida.

## Analizamos casos particulares

Consideramos el mismo modelo de interacción de dos campos escalares aplicado en escenarios de mundos brana dado en las referencias (Chumbes et al, 2010).

Se demostró que las ecuaciones orbitales que relacionan dos campos se pueden obtener explícitamente y escribir de la siguiente manera

$$\rho_0(x) = \phi^2 - a^2 = c_0 \frac{\lambda}{\chi} - \frac{\mu}{\lambda - 2\mu} \chi^2, \quad \text{para } \lambda \neq 2\mu, \quad (38)$$

$$\rho_0(x) = \phi^2 - a^2 = \chi^2(\log(x) + c_1) \quad \text{, para } \lambda = 2\mu, \quad (39)$$

donde  $c_0$  y  $c_1$  son constantes arbitrarias de integración. En general, sólo la primera de las ecuaciones de la órbita (38) se puede utilizar para obtener soluciones clásicas de buen comportamiento. En la ecuación se puede verificar, por ejemplo, que la segunda ecuación de la órbita (39), no reproduce correctamente los mínimos del modelo,

$$\begin{aligned} \phi &\equiv \pm a \text{ y } \chi = 0, \quad \text{y } \phi = 0, \text{ y} \\ \chi &= \pm \sqrt{\frac{\lambda}{\mu}} a, \quad \text{consideramos, } a > 0. \end{aligned}$$

La primera de las ecuaciones de órbitas se puede utilizar para construir modelos con un único campo escalar que presentan las principales características de este modelo con dos campos escalares que interactúan como, por ejemplo, considere la situación para  $\mu = \lambda$ . En esto, si se da la ecuación de la órbita siguiente,

$$\chi^2 + c_0 \chi - (\phi^2 - a^2) = 0, \quad (40)$$

y el campo  $\chi$  se puede expresar en términos de  $\phi$  como:

$$\chi = f(\phi) = \frac{-c_0 \pm \sqrt{c_0^2 + 4(\phi^2 - a^2)}}{2} \quad (41)$$

Sustituyendo (41) con el signo positivo, en la expresión dada  $W_\phi(\phi, \chi = f(\phi))$  obtenemos la siguiente derivada del superpotencial,

$$W_\phi(\phi) = 2\mu(\phi^2 + b^2 - a^2 + b\sqrt{\phi^2 + b^2 - a^2}) \quad b = -\frac{c_0}{2} < -a. \quad (42)$$

Podemos trabajar con un modelo descrito por la densidad lagrangiana.

$$l = \frac{1}{2} \mathcal{G} \partial_\mu \Phi - U_{ef}. \quad (43)$$

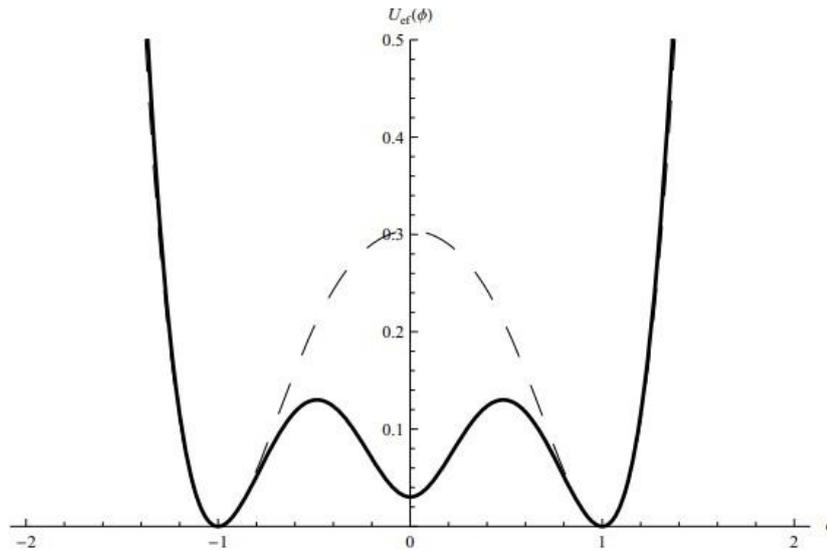
Con el potencial efectivo  $U_{ef} = \frac{W^2}{Z}$  la ecuación diferencial de primera orden que satisface  $\Phi(x)$  es  $\Phi'(x) = \mp W_\Phi$ , y las soluciones para el campo  $\Phi$  son las mismas obtenido en el modelo con dos campos escalares interactuantes (Chumbes et., al., 2010), descrito por la densidad lagrangiana con un superpotencial  $W(\Phi, \chi)$  dado en la bibliografía.

Si tomamos el signo negativo obtenemos un potencial efectivo  $U_{ef} = \frac{W^2}{Z}$ , con un solo mínimo, nos interesan los potenciales efectivos con al menos dos mínimos.

La constante  $b = c_0/2$ , debe satisfacer la desigualdad  $b < -a$ , tal que tenemos soluciones potenciales no singulares y un potencial efectivo que tiene dos mínimos globales y un mínimo local para una determinada región del parámetro  $b$ ; por otro lado, para  $b = -a$ , tenemos un potencial efectivo con tres mínimos globales, se muestra en la figura 4, el comportamiento del potencial efectivo dado en unidades de  $\mu^2$ , en función del campo  $\Phi$ , para dos valores de  $b$  y  $a = 1$ . Podemos observar que para  $b < -a$  el potencial del modelo efectivo tiende a exhibir tres mínimos a la medida que  $b$  se aproxima a  $-a$ .

En realidad, para  $b = -a$ , el potencial efectivo se convierte en  $U(\Phi) = 2\mu^2(\Phi^2 - a|\Phi|)^2$  que también tiene un mínimo entre los valores  $\Phi = 0$ .

**Figura 2.4.** Potencial efectivo



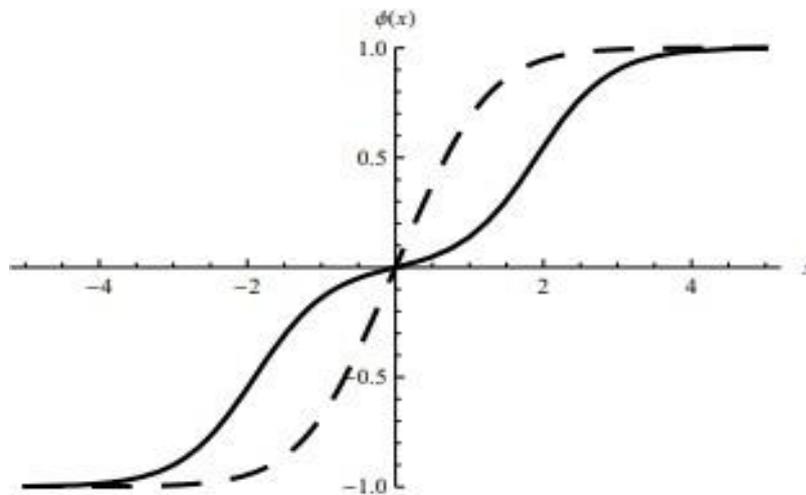
Potencial efectivo en el caso  $\lambda = \mu$  para  $a = 1$  y  $b = -1.001$  (línea continua) y  $b = -1.3$  (línea discontinua). Fuente: (Chumbes et al, 2010).

Las soluciones clásicas de la ecuación diferencial de primera orden, para  $b < -a$  puede ser escrito tal como:

$$\phi_{\pm}(x) = \pm a \frac{\sinh(2\mu ax) - \frac{b}{f}}{\cosh(2\mu ax) - \frac{b}{f}}, \quad (44)$$

donde  $f = \sqrt{b^2 - a^2}$  es la señal positiva o negativa correspondiente a soluciones de tipo Kink a antikink (**se llama magnetismo**) respectivamente. En la figura 2.4, se demuestra que el perfil de solución clásica topológica, para un valor suficientemente grande de  $|b|$ . Con perfil de Kink simples y exhibe un perfil de Kink duplo, para valores de  $b$  cerca de valores críticos  $-a$ . Las soluciones clásicas surge también en los módulos introducidos por (Chumbes et., al., 2010).

**Figura 2.5** Perfiles del tipo kink



Perfiles del tipo kink, para  $a = 1$  y  $b = -1,001$  corresponden a las soluciones kink duples (línea continua) y  $b = -1,2$  correspondiente a una sola línea gruesa llamado de Kink (línea discontinua). Fuente (Chumbes et., al., 2010).

Otra opción de parámetro es  $\lambda = 4\mu$ , lo que también conduce a un potencial efectivo no polinómico que es similar al caso de  $\lambda = \mu$ . En este caso la ecuación de órbita puede ser escrita en la forma siguiente,

$$x^2 = \frac{1}{4c_0}(1 \pm \sqrt{1 + 16c_0(\phi^2 - a^2)}), \quad (45)$$

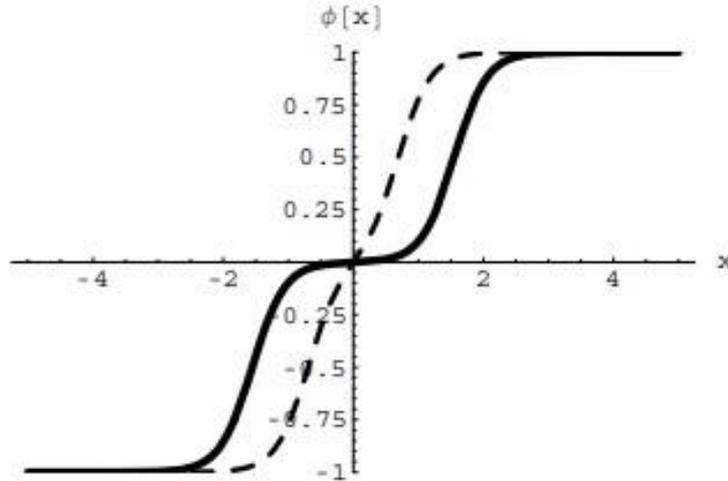
Eligiendo el signo positivo de la expresión (63), obtenemos el siguiente potencial efectivo

$$W_\phi = 4\mu(\phi^2 - d^2 + dc\sqrt{\phi^2 - d^2}), \quad (46)$$

donde, 
$$d = \pm a \frac{\sinh(4\mu ax)}{\cosh(4\mu ax) + 1}, \quad (47)$$

En la figura 2.5, mostramos el perfil de las soluciones clásicas, para dos valores diferentes de la del parámetro  $b$ , mostrando un comportamiento similar al gráfico anterior.

**Figura 2.6** Perfil de tipo kink



Perfil de tipo kink para  $a = 1$  y  $d = 0.062499$  corresponde a la solución de tipo 2 kink (línea sólida continua) y para  $d = 0.0615$  corresponde a una solución tipo kink simple (línea discontinua). Fuente (Chumbes et., al., 2010).

El modelo construido en este caso ( $\lambda = 4\mu$ ) es muy similar al propuesto por (Chumbes et., al., 2010), para  $\mu = 1/4$ , si hacemos una identificación entre el parámetro  $d$  de aquí con el parámetro  $b_0$  de esa referencia.

El comportamiento del potencial efectivo en función de  $\phi$  es también idéntica a la presentada en el caso anterior; además, si el valor crítico es  $c_0 = \frac{1}{16a^2}$ , obtenemos un potencial efectivo  $U_{ef} = 8\mu^2(\phi^2 - a|\phi|)^2$ , con tres mínimos.

Los potenciales efectivos polinómicos también se pueden obtener a partir del modelo descrito, por la densidad lagrangiana, con el superpotencial  $W(\chi, \phi)$ . Esto se hace usando la primera ecuación de órbita observada y expresada el campo  $\phi$  en función del campo  $\chi$ . Convenientemente reescribimos la órbita como,

$$\phi(\chi) = g(\chi) = \pm \sqrt{c_0 \chi^{\lambda/\mu} - \frac{\mu}{\lambda-2\mu} \chi^2 + a^2}, \quad (48)$$

y obtenemos el potencial efectivo dado por

$$U_{ef} = \frac{1}{2} W_{\phi}^2 = 2\mu^2 \left( c_0 \chi^{\lambda/\mu} - \frac{\mu}{\lambda-2\mu} \chi^2 + a^2 \right)^2 \quad (49)$$

Este potencial tiene al menos un mínimo en  $\chi = 0$ , y tenemos que fijar  $\frac{\lambda}{\mu} = n$ , donde  $n$  es un número entero positivo ( $n \neq 2$ ), para términos potenciales bien

definidos por lo menos dos mínimos. Esta última condición conduce a algunas

restricciones en los valores de  $c_0$ . Nótese que para  $\lambda/\mu = 1$  y  $c_0 = \pm 2a$ , tenemos un potencial positivo con dos mínimos, ahora para  $\frac{\lambda}{\mu} = 4$ , y  $c = \frac{1}{16a^2}$ , encontramos

un potencial definido como positivo con tres mínimos dados, los cuales son  $\chi = 0, \pm 2a$ .

Buscamos los valores críticos de  $c_0$  correspondientes a diferentes valores de  $n$ , con el fin de tener potenciales efectivos positivos definidos  $U_{ef}(\chi)$  con más de un mínimo.

Notamos que los potenciales efectivos del tipo  $U_{ef}(\phi) = (\phi^2 - a|\phi|)^2$  presentan soluciones clásicas que conectan al mínimo en  $\phi = 0$  con el mínimo  $\phi = +a$  y  $\phi = -a$  y viceversa. Como se mencionó en el capítulo anterior, en las ecuaciones mencionadas del tipo Kink-II B. Además, recordemos que estos potenciales polinómicos se construyen sustituyendo la ecuación para la órbita  $\chi = f(\phi)$  en  $W_\phi = \lambda(\phi^2 - a^2) + \mu\chi^2$  y esta, a su vez, se reemplaza en  $U_{ef} = \frac{W_\phi^2}{2}$  (potencial efectivo), que es positivo.

Si  $\phi = 0$  es un mínimo del potencial efectivo, este debe corresponder a  $\chi = \pm\sqrt{na}$  debido a la ecuación orbital, antes mencionado.

Sustituyendo uno de estos valores de  $\chi$  en el potencial  $U_{ef}(\chi)$  e imponiendo que sean mínimos de este último potencial, tenemos que el valor crítico de  $c_0$  se encuentra en la forma,

$$c_0^{-1} = a^{n-2} \left( \binom{n}{2} - 1 \right) n^{n/2}. \quad (50)$$

Excepto para  $n = 1$ , que presentan los dos mínimos, se encuentran potenciales efectivos positivos definidos con tres mínimos solo para  $n$  par. Impuesto en el potencial polinomial ya han sido ampliamente discutidos en la literatura Chumbes et al (2010), estos potenciales polinomiales posean las soluciones típicamente similares al tipo Kink duplo que conectan los mínimos  $\chi = 0$ , con los otros dos mínimos  $x = \pm\sqrt{na}$  y viceversa. Para  $n = 4$ , tenemos:

$$x_{II B}^{(2)} = \mp \sqrt{2a} \frac{\cosh(\mu ax) + \sinh(\mu ax)}{\sqrt{\cosh(2\mu ax)}}. \quad (51)$$

Esta última solución tiene un perfil del tipo Kink, similar a las soluciones de las ecuaciones diferenciales de primer orden, para modelos efectivos del tipo  $U(\phi) = (\phi^2 - a|\phi|)^2$ , estas soluciones pueden ser vistos como un medio torsión, en una cadena de spines, y también poseen de perfil similar a las que se plantean, como soluciones autos consistentes de los condensados y simetría de quiral que no son homogénea de los modelos Nambu-Jona-Lasinio en dimensiones de espacio-tiempo (1+1) (Chumbes et al, 2010).

## MODELOS DE CAMPOS ESCALARES EN MÁS DE UNA DIMENSIÓN

En esta subsección discutimos soluciones tipo Kinks en más de 5 dimensiones espaciales, como se discutió en (Chumbes et.,al., 2010). Tomamos la densidad lagrangiana dada las dimensiones.

Para realizar el análisis en más dimensiones, consideramos el siguiente cambio de variable  $dx = \pm r^{1-d}dr$ . Para nuestro estudio en 5 dimensiones espaciales presentamos los super potenciales definidos en un potencial.

Para el caso especial  $d = 2$  hacemos el siguiente cambio de variable  $x = \ln r$  y para los casos donde que  $d \geq 3$ , hacemos  $x = \frac{r^{2-d}}{2-d}$

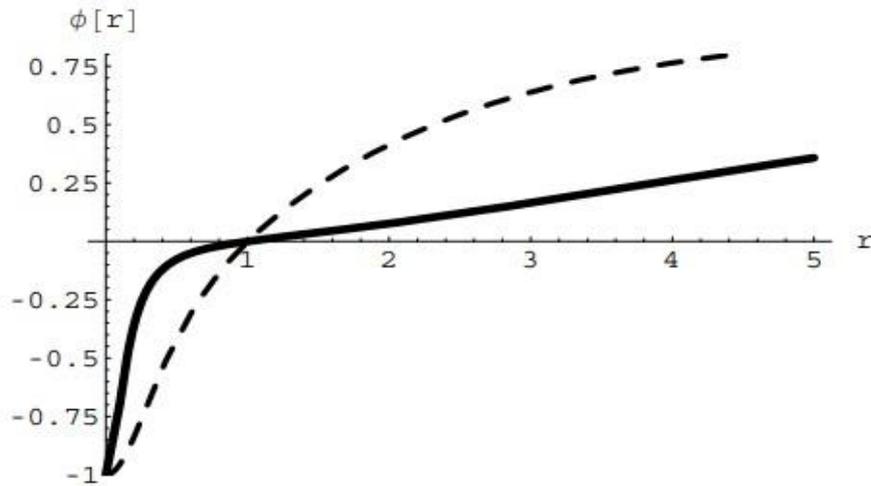
La solución clásica para  $d = 2$  dimensiones, en el modelo expresado en está dada por la siguiente ecuación,

$$\phi(r) = a \left( \frac{r^{4\mu a - 1}}{r^{4\mu a + 1} - 2br^{2\mu a}} \right). \quad (52)$$

Presenta soluciones de tipo Kinks duplo, este tipo de soluciones encontradas son similares a las soluciones presentadas en (Chumbes et, al, 2010).

En las figuras se muestra los perfiles de las soluciones para  $d = 2$  y  $d = 3$ , respectivamente. Observando que la solución encontrada para  $d = 2$  presenta una apariencia de Kink duplo.

**Figura 2.7.** Perfil de defecto radial



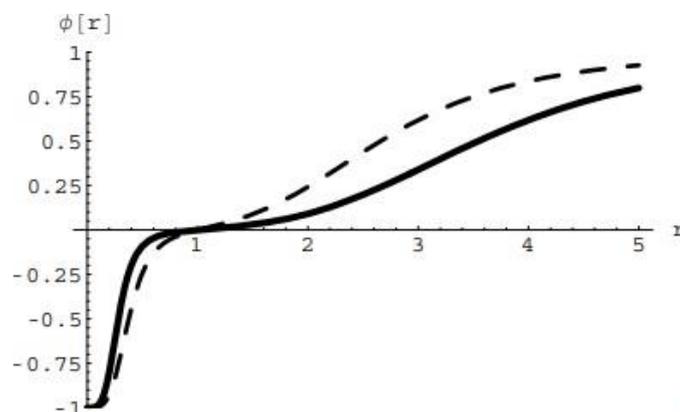
Perfil de defecto radial para  $d = 2$  dimensiones para  $b = -1.001$  (línea continua) y para  $b = -1,1$  (línea discontinua). Fuente: (Chumbes et al, 2010).

La solución clásica para  $d = 3$  dimensiones,

$$\phi(r) = a \left( \frac{r^{8\mu a - 1}}{r^{8\mu a + 1} + 2d'r^{4\mu a}} \right). \quad (53)$$

Usamos  $d$  para que el parámetro no se confunda con el número de dimensiones espaciales. La solución encontrada también tiene la misma apariencia del Kink duplo para una cierta región de valores de  $d$  es similar a la encontrada en el trabajo de (Chumbes et., al., 2010). En la figura 2.7 mostramos dos perfiles de las soluciones para  $d = 2$ , observando que cada perfil presenta una apariencia de Kink duplo,

**Figura 2.8.** Perfil de soluciones radiales



Perfil de soluciones radiales para  $d = 2$  dimensiones en el modelo  $\lambda = 4\mu$ , para  $d = 0,06249$  (línea sólida y continua), y para  $d = 0,0624$  (línea discontinua).

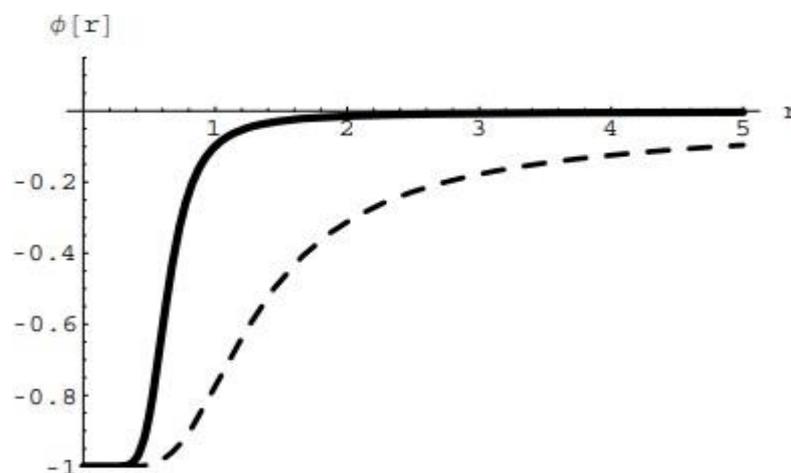
La solución estática para 3 dimensiones es expresada de la siguiente forma, factor Chumbes et al, (2010).

$$\phi(r) = a \left( \frac{\text{sen}(-4\mu(\frac{a}{r}))}{\cos(4\mu(\frac{a}{r})) + a} \right), \quad (54)$$

este tipo de soluciones guardan una similitud con la clase de soluciones dada en la referencia (Chumbes et al, 2010).

En la figura 2.9, mostramos dos perfiles de las soluciones para  $d = 3$ , un primer perfil cerca el valor crítico (línea sólida y continua) y el otro alejado del valor crítico (línea discontinua).

**Figura 2.9.** Soluciones tipo Kink



Soluciones tipo Kink para  $d = 3$  dimensiones, para  $d = 0.062499$  (línea sólida continua), y para  $d = 0,0615$  (línea discontinua), Fuente: Chumbes et. al. (2010).

### GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMINIO BRANA

En la última década, el estudio de las branas gruesas ha recibido una atención considerable (Chumbes et., al., 2010). Hace algunos años, se observó que algunas clases de modelos, con interacción de dos campos escalares, se puede utilizar para describir la separación de branas gruesas, como una transición de fase del espacio-tiempo de primer orden con geometría deformada (Chumbes et., al., 2010). Recientemente se ha demostrado que también pueden aparecer branas gruesas utilizando modelos con la interacción de dos campos escalares, que naturalmente

pueden incorporarse en teorías supersimétrica; además, contrariamente a los escenarios presentados en (Chumbes et al, 2010), donde la separación de las branas está controlada por constantes asociadas al potencial de interacción, se ha demostrado que el ancho de las branas se puede controlar mediante un parámetro llamado "**parámetro de degeneración**" que están presente en la densidad lagrangiana del modelo; que es una de las constantes de integración de la ecuación diferencial de órbita (Chumbes et al, 2010).

Recientemente, un modelo con un solo campo escalar que incorpora branas delgadas y gruesas fue propuesto (Chumbes et, al, 2010), se caracteriza por un potencial de interacción no polinomial con una constante de acoplamiento que controla el grosor de la brana, además, del hecho de que no es polinomial, es compartida con el modelo n presentado en (Chumbes et al, 2010).

En el modelo n hay cambios de parámetros de teoría de campos, lo que implica no solo un cambio en el modelo de origen, sino también en el hecho de que solo para algunos valores del parámetro n de la estructura de campos de 2 Kinks, puede ser manifestado. Por el contrario, en el modelo presentado por, (Chumbes et., al., 2010), el parámetro que controla la deformación de la brana es un acoplamiento del modelo por lo que su variación no modifica la estructura del modelo y las soluciones de tipo de Kink simple se pueden deformar continuamente en soluciones de tipo 2 Kinks.

Aplicamos uno de los modelos efectivos construidos, en la sección anterior a un escenario de mundos brana y pudimos darnos cuenta como en (Chumbes et., al., 2010), branas con espesor variable y la variación de espesor también está asociada con la variación de uno constante potencial.

La variación de la grosura de la brana está directamente asociada con el perfil de los Kinks, (solución clásica de las ecuaciones de primer orden del campo escalar) llegando a un punto donde, como se mencionó anteriormente la separación de branas, como en una transición de fase de un orden.

Cuando consideremos un campo escalar acoplado a la gravedad en 5 dimensiones espacio temporales cuya dinámica está gobernada por la función de acción siguiente,

$$s = \int d^4x dy \sqrt{|g|} (-{}^1R + {}^1\partial_a \theta \partial^{ab} \theta - V(\theta)), \quad (54)$$

donde  $g \equiv \text{Det}(g_{ab})$  y la métrica dada por ,

$$ds^2 = g_{ab} dx^a dx^b, \quad (55)$$

donde  $r = x^4$  representa la dimensión extra, y  $n_{uv}$  es la métrica de Minkowski con los índices valores griegos que van de 0 a 3. El factor geométrico  $e^{2A(r)}$  que permite un factor de deformado y depende de sólo la dimensión extra.

Las ecuaciones de movimiento estáticas en 5 dimensiones y para que el campo escalar depende solamente de la dimensión extra se puede escribir,

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + 4\left(\frac{dA}{dr}\right)\left(\frac{d\theta}{dr}\right) = \frac{dV(\theta)}{d\theta} \quad (56)$$

$$\frac{d^2A}{dr^2} = -\frac{2}{3}\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2 \quad (57)$$

$$\left(\frac{dA}{dr}\right)^2 = \frac{1}{6}\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2 - \frac{1}{3}V(\theta). \quad (58)$$

Considerando que el potencial puede ser escrito de la forma,

$$V(\theta) = \frac{1}{2}\left(\frac{dW(\theta)}{d\theta}\right)^2 - \frac{4}{3}W(\theta)^2, \quad (59)$$

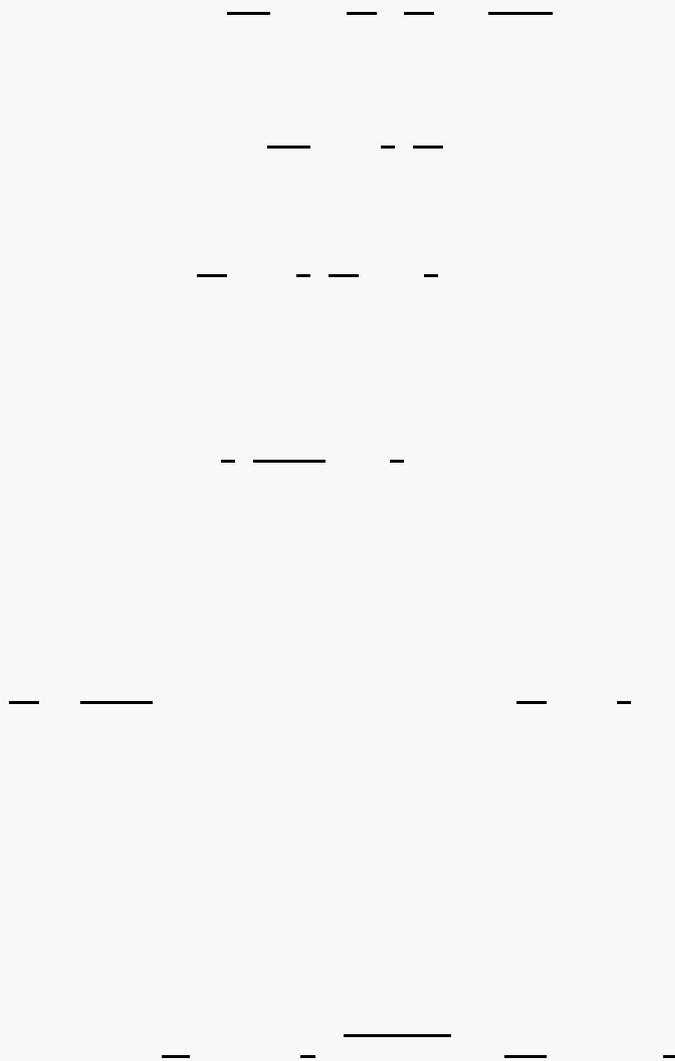
donde  $W(\theta)$  es una superpotencial del tipo no polinomial. Las siguientes ecuaciones de primera orden,

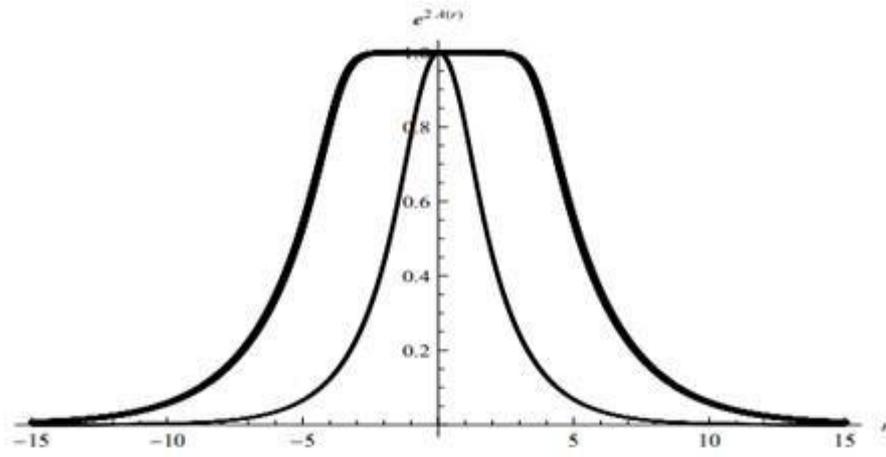
$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{dW(\theta)}{d\theta} \quad \text{y} \quad \frac{dA}{dr} = -\frac{2}{3}W(\theta), \quad (60)$$

son las soluciones de las ecuaciones diferenciales de segunda orden dadas por las ecuaciones (74) y (77). Podemos determinar el superpotencial  $W(\theta)$  integrado la función de la ecuación (78).

$$W(\theta) = 2\mu \theta \left( \frac{\theta^2}{3} + f^2 + \frac{b}{2}\sqrt{\theta^2 + f^2} + \frac{df^2}{2} \text{senh}^{-1}\left(\frac{\theta}{f}\right) \right). \quad (61)$$

**Figura 2.10 A** Con referencias  $\bar{c}$  con  $\bar{l}$  energía y materia, llamada energía oscura. Determinamos el factor de deformación integrando la segunda ecuación, con una





Factor evaluado para dos valores diferentes de  $b$ , uno de ellos cercano a el valor crítico  $b=-1.001$  (línea continua) y otro alejado del valor crítico  $b=-1.3$  (línea delgada). Fuente: (Chumbes et., al., 2010).

Solución clásica sustituida en  $W(\theta)$  mostramos en la (figura 2.10) con dos perfiles del factor de deformación para dos valores diferentes del parámetro  $b$ , uno cercano y otro lejano del valor crítico. Observamos que para  $b$  cerca del valor crítico el factor de deformación presenta una región plana en la que destaca la presencia de la métrica Minkowski dentro de la pared del dominio. Mientras que el parámetro  $b$  lejos del valor crítico, el factor de deformación presenta la forma de una campana dentro de la pared del dominio (Chumbes, 2013).

## V. RESULTADOS

### 5.1. Resultados descriptivos

Por la naturaleza de la investigación de este trabajo, consideramos como resultados descriptivos, los resultados finales de esta investigación, los cuales pasamos a detallar.

#### LA GRAVEDAD EN UNA PARED DE DOMINIO BRANA

- Consideramos el equilibrio de estabilidad del sistema analizando las ecuaciones del movimiento para pequeñas fluctuaciones, alrededor de las soluciones clásicas. Este asunto es importante para realizar la localización de la gravedad dentro de la pared de dominio, por medio de una perturbación de la métrica como fue mencionado en la referencia (Chumbes et., al., 2010), expresada de la siguiente manera,

$$ds^2 = e^{2A(r)}(n_{uv} + \varepsilon h_{\mu\nu})dx^\mu dx^\nu - dr^2, \quad (62)$$

donde  $\varepsilon$  es un número pequeño y  $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(x, x_\mu)$  pequeñas variaciones y, (representan el D'alembertiano en física (fuerzas del equilibrio)). Donde las fluctuaciones de la métrica dado por Chumbes et al, (2010). Tomamos también pequeñas perturbaciones de la ecuación  $\phi \rightarrow \phi(r) + \tilde{\varepsilon}(r, x_\mu)$ , sea la función  $0 \leq \varepsilon \leq 1$ , de la densidad Lagrangiana, y expandido hasta el segundo orden  $\phi(\varepsilon)$ , obtenemos la siguiente ecuación de movimiento para la fluctuación del campo escalar sea el caso de correlacion positivo y confiable,

$$e^{-2A} \left[ \frac{d}{dr} \left( \frac{d\tilde{\theta}}{dr} - 4 \frac{dA}{dr} \frac{d\tilde{\theta}}{dr} - \frac{d^2V}{dr^2} \right) - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dr} \eta^{\mu\nu} \frac{dh}{dr} \right] = 0 \quad (63)$$

Para el caso de las fluctuaciones de la métrica, tenemos la siguiente expresión

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left( \frac{dh_{\mu\nu}}{dr} + 2 \frac{dA}{dr} h_{\mu\nu} \right) - \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} \left( \partial_\mu \partial_\nu h - \partial_\mu \partial_\nu h - \partial_\nu \partial_\mu h \right) + \\ & \frac{1}{2} \eta^{\mu\nu} e^{2A} \frac{dA}{dr} \partial_\mu (\eta^{\alpha\beta} h_{\alpha\beta}) + \frac{1}{4} e^{-2A} \frac{dV}{dr} \tilde{\phi} \\ & = 0. \end{aligned} \quad (64)$$

- En general, hace que sea difícil obtener las fluctuaciones lineales, los componentes de la métrica junto con las fluctuaciones de la brana, para ellos tenemos una visión amplia de la estabilidad lineal de todo el sistema global. Esto se debe a que el mencionado conjunto de ecuaciones diferenciales no lineales acopladas no tienen solución analítica; sin embargo, se demuestra que la parte de la traza de igual a cero y la sección transversal de las fluctuaciones de la métrica ( $\tilde{h}_{\mu\nu}$ ), se desacoplan las fluctuaciones del campo escalar dado en (Chumbes et., al., 2010). Construido con la ecuación  $\tilde{h}_{\mu\nu} = P_{\mu\nu\alpha\beta} h^{\alpha\beta}$  a partir del proyector,

$$P_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\pi_{\mu\alpha} \pi_{\nu\beta} + \pi_{\mu\nu} \pi_{\alpha\beta}) - \frac{1}{3} \pi_{\mu\nu} \pi_{\alpha\beta}, \quad (65)$$

con  $\pi_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} - \frac{\partial_\mu \partial_\nu}{\square}$ , tenemos que la ecuación (29), lo que podemos simplificar tal

como se muestra en la ecuación siguiente,

$$d^2 \tilde{h}_{\mu\nu} + 4 \frac{dA}{dr} \frac{d\tilde{h}_{\mu\nu}}{dr} - e^{-2A} \partial^\rho \partial_\rho h = 0, \quad (66)$$

$$dr^2 \quad dr \quad dr \quad \rho \quad \mu w$$



-----

-----

-----

-----

-----

usando separación de variable y expresando también  $\bar{h}_{\mu\nu}$  convenientemente como se muestra en la siguiente ecuación,

$$\bar{h}_{\mu\nu} = e^{ik x^\mu} e^{-3A(r)} \varepsilon_{\mu\nu}(r). \quad (67)$$

En cambio nosotros podemos encontrar haciendo uso de la variable,

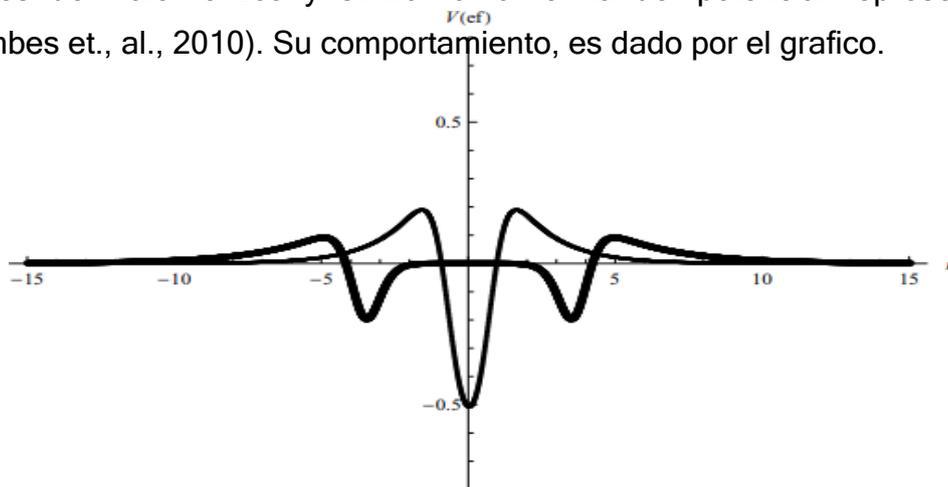
$z = \int e^{-A(r)} dr$ , como la función, es dado por  $\varepsilon_{\mu\nu}(z)$ , con lo cual la ecuación de estabilidad del tipo Schrödinger será dado como se muestra en la ecuación siguiente,

$$-\frac{d^2 s}{dz^2} + V_{ef}(z) \varepsilon_{\mu\nu} = k \varepsilon_{\mu\nu}, \quad (68)$$

donde al potencial efectivo es dado por la ecuación,

$$V_{ef}(z) = \frac{9}{4} \left(\frac{dA}{dr}\right)^2 + \frac{3}{2} \frac{d^2 A}{dz^2}. \quad (69)$$

Es el potencial efectivo realizado (Mathematica 12) y **grafica 2.11**, frente a la variable  $r$ , para 2 valores diferentes, uno es desde  $b$ , y el otro lejos de los valores críticos. Es posible notar que la forma del potencial efectivo para valores de  $b$  alejados del valor crítico y similar a la forma del potencial representado en (Chumbes et., al., 2010). Su comportamiento, es dado por el grafico.



**Figura 2.11** El potencial efectivo en la ecuación de Schrödinger, potencial efectivo en la ecuación de Schrödinger para fluctuaciones de la métricas, evaluado para  $b = -1.001$  corresponde a la (línea fina) y  $b = -1.2$  correspondiente a la (línea gruesa). Fuente (Chumbes et., al., 2010).

- Por lo tanto, la única solución de estado ligado corresponde al estado ligado igual a cero, que puede verse como la ubicación de la gravedad dentro de la pared de dominio, los modos de mayor energía son estados que no localizan, pueden escapar de la pared del dominio y se propagan a lo largo de la dimensión extra. En cualquier de estos casos, por grande que sea el valor de  $|b|$ , no hay lugar por los modos taquiónicos de estado ligado del modo cero ( $k < 0$ ), el operador diferencial, se puede factorizar como el producto de dos operadores, uno adjunto del otro, respectivamente, como se muestra a continuación

$$a^\dagger a \varepsilon_{\mu\nu}(z) = \left( \frac{d}{dz} + \frac{3}{2} \frac{dA}{dz} \right) \left( -\frac{d}{dz} + \frac{3}{2} \frac{dA}{dz} \right) \varepsilon_{\mu\nu}(z) = k^2 \varepsilon_{\mu\nu}(z). \quad (69)$$

Para los productos de operadores que admite los estados ligados  $k^2 \gg 0$  (El límite de **Bogomol'nyi-Prasad-Sommerfield** (llamado **BPS**), sera las soluciones de primer orden, lo cual implica una **estructura rocosa y oscura** en sus inicios. Como el conjunto de desigualdades que se hallan, ten dremos para resolver ecuaciones de solucionan solitones, como hace aproximadamente 4.600 millones de años. Nuestro planeta comenzó su a viajar como un disco de polvo en el vasto cosmologico.

Como tal (Figura 2.11) muy a menudo, al insistir en que se satisfaga en el límite (llamado "saturación") constituye su universo. Lo que indica en el estado ligado (en su inicio) seja negativa y por el estado ligado (en los bordedes) tienden a modo cero. Por lo que obtenemos un **estado ligado con la mas baja la energía**, que puede predecir comprobada en el modo cero.

Recientemente, se ha prestado mucha atención a la teoría de campos de dimensiones superiores y a la posibilidad de que se descubran dimensiones adicionales en el Gran Colisionador de Hadrones o en los detectores Ligo-Virgo, representativo para ondas gravitaciones en colision de las estrellas.

Dado un potencial efectivo  $\varepsilon_{\mu\nu}^{(0)}(z) = e^{\frac{3}{2}A(z)}$  y que corresponden para la parte

transversal donde son no trazo nulo, lo cual indican un conjunto de fluctuaciones

de la métrica curva, no hay presente una dependencia con el tipo de dimensión

extras en cinco dimensiones, con esto se demuestra los resultados presenta en un solo potencial efectivo con ecuaciones de Schrödinger.

## LA ECUACIÓN DE ESTABILIDAD SE DETERMINA DONDE PRESENTA EL ESTADO LIGADO DE ENERGÍA OSCURA

Otro aspecto de los modelos no polinomiales, que es compartido con otros modelos, es el comportamiento de la densidad de energía de la materia oscura, dado por la ecuación,

$$\varepsilon(r) = e^{-4A(r)} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{d\bar{\varphi}(r)}{dx} \right)^2 + V(\bar{\varphi}(r)) \right], \quad (70)$$

donde  $V(\bar{\varphi}(r))$  es el potencial (70) de la solución clásica. El comportamiento de la densidad de energía de la materia oscura es mostrado en la figura 3, para dos valores diferentes del parámetro característico  $b$  que tiene en común con otros modelos, el “pico” de la densidad de la energía alrededor de la brana fina, lo que puede ser visto para valores de  $b$  muy lejano de valor crítico y la presencia de regiones, fuera de las parades del dominio donde la densidad de energía de la materia es negativa; también, es una característica común de los modelos con branas espesas, como fue observada en (Chumbes et., al., 2010).

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} + 4 \frac{dA}{dr} \frac{d\phi}{dr} = \frac{dV(\phi)}{d\phi}, \quad (71)$$

$$\frac{d^2A}{dr^2} = -\frac{2}{3} \left( \frac{d\phi}{dr} \right)^2, \quad (72)$$

$$\left( \frac{dA}{dr} \right)^2 = \frac{1}{6} \left( \frac{d\phi}{dr} \right)^2 = -\frac{1}{3} V(\phi) \quad (73)$$

Obtenido a nosotros el contexto de la supergravedad

$V(\phi) = \frac{1}{2} \left( \frac{dW(\phi)}{d\phi} \right)^2 - \frac{4}{3} (W(\phi))^2$ , así podemos solucionar en el primer orden

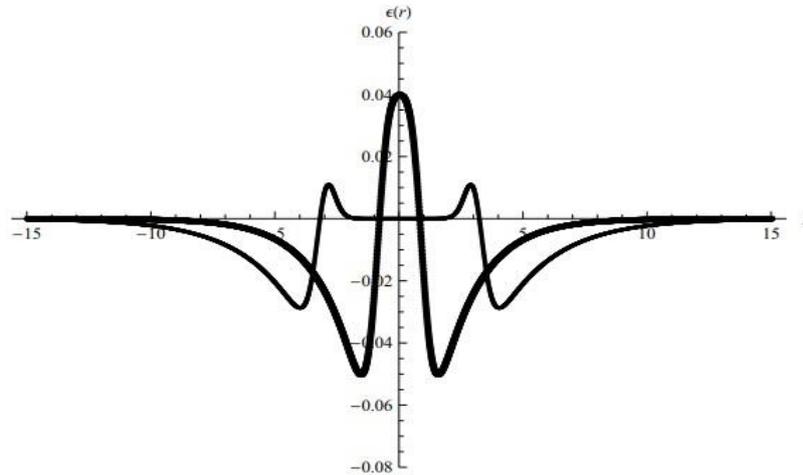
$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{dW(\phi)}{d\phi}, \quad (74)$$

Observamos que aunque la densidad de energía de la materia oscura es negativa, de acuerdo a la expectativa, la funcional  $F$  también es una energía oscura, como se encontró en (Chumbes et., al., 2010).

$$F = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dr e^{4A(r)} \left( \left( \frac{d\phi}{dr} \right)^2 + 2V(\phi) - 6 \left( \frac{dA}{dr} \right)^2 \right). \quad (75)$$

Esta funcional de energía genera dos ecuaciones de Euler–Lagrange (71) –(73), donde el comportamiento de las soluciones se pueden observar en la figura 2.12.

Figura 2.12. Densidad de energía de la materia



Perfil de la densidad de energía de la materia para el caso  $\lambda = \mu$  para  $a = 1$ ,  $b = -1,001$  (línea fina) y para  $b = -1.3$  (línea sólida). Fuente (Chumbes et., al., 2010) a continuación, se presenta la densidad de energía en función de las energías potenciales,

$$F = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dr (e^{4A(r)} \left( \frac{d\phi}{dr} \mp W_{\phi} \right)^2 - 6 \left( \frac{dA}{dr} \pm \frac{2}{3} W \right)^2 \pm \frac{d}{dr} (e^{4A(r)} W))$$

$$F = \pm e^{4A(r)} (W(\phi(\infty)) - W(\phi(-\infty))). \quad (76)$$

Notemos que  $(W(\phi(\infty)) - W(\phi(-\infty)))$  es mayor o menor que cero, es decir, puede ser positiva o negativa. Esta energía desempeña un papel de energía del tipo topológica,  $E_{PBS}$ , en este escenario la ecuación de campos escalares con la gravedad en 5 dimensiones representa la deformación en el espacio tiempo.

Con esto se demuestra la hipótesis específica 2, la cual sostiene que la ecuación de estabilidad se determina donde presenta el estado ligado de energía oscura correspondiente de los modos de energía más baja.

Si esta ecuación, aunque no sea lineal se puede integrar, de la cual tendremos una relación entre los campos, es decir, una ecuación de órbita que se puede utilizar para eliminar uno de los campos de uno favor a otros.

## 5.2. Resultados inferenciales

Por la naturaleza de la investigación este trabajo no presenta resultados inferenciales estadísticos inferencial.

## VI. DISCUSIÓN DE RESULTADOS

### 6.1. Contrastación y demostración de la hipótesis con los resultados.

#### CON RESPECTO A LA HIPÓTESIS GENERAL

✓ **La gravedad en una pared de dominio brana se determina en 5 dimensiones.**

Esta ecuación representa el potencial efectivo  $V_{efectivo}(z)$  (figura 2.11), alrededor de la función  $A(r)$  en 5 dimensiones, es en el que puede verse como la ubicación de la gravedad dentro de la pared de dominio brana de la energía de estado es mayor, esto puede verse como la ubicación de la gravedad dentro de la pared de dominio y corresponde al campo escalar 5 dimensiones espacio temporal, donde analizamos la influencia de las soluciones estáticas de un campo escalar en la deformación geométrica del espacio y la ubicación de la gravedad en un brana que representa el “muro o dominio” de la brana. Estos resultados también fueron encontrados en (Chumbes et., al., 2010).

Hacemos hincapié en nuestro análisis sobre el estudio de la separación de branas y una conjetura que estos pueden describir la formación de universos. Los modelos efectivos no polinómicos pueden describir una transición de fase de primera orden caracterizada por una separación de dominios mediante la variación de parámetros como por ejemplo la temperatura.

#### CON RESPECTO A LA HIPÓTESIS ESPECÍFICA 1

➤ **Comprobación de la hipótesis específica 1:**

**La gravedad en una pared de dominio brana, realizando perturbaciones, se localiza alrededor de la métrica de la ecuación de Riemann y la métrica de Ricci.**

Para realizar la localización de la gravedad dentro de la pared de dominio es necesario hacer una perturbación en la métrica como se expresa de la siguiente manera, (Chumbes et., al., 2010)

$$ds^2 = e^{2A(r)}(n_{uv} + \varepsilon h_{\mu\nu})dx^\mu dx^\nu - dr^2,$$

donde  $\varepsilon$  es un número pequeño y  $h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(x, x_\mu)$  representa las fluctuaciones de la métrica. Asimismo, tomamos pequeñas perturbaciones del campo escalar de la siguiente forma  $\phi \rightarrow \phi(r) + \varepsilon \tilde{\theta}(r, x_\mu)$  en la densidad lagrangiana, expandimos hasta el segundo orden  $\mathcal{O}(\varepsilon)$ , obtenemos la siguiente ecuación de movimiento para la fluctuación del campo escalar,

$$e^{-2A} \left[ -\tilde{\theta} - 4 \frac{dA}{dr} \frac{d\tilde{\theta}}{dr} - \frac{d^2 V}{d\phi^2} \tilde{\theta} - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dr} \eta^{\mu\nu} \frac{dh_{\mu\nu}}{dr} \right]$$

Para el caso de las **fluctuaciones de la métrica**, tenemos la siguiente expresión

$$\begin{aligned} -\square h_{\mu\nu} + e^{2A} \left( \frac{1}{2} \frac{d}{dr} + 2 \frac{dA}{dr} \right) \frac{dh_{\mu\nu}}{dr} - \frac{1}{2} \eta^{\alpha\beta} (\partial_\mu \partial_\nu h_{\alpha\beta} - \partial_\mu \partial_\nu h_{\beta\nu} - \partial_\nu \partial_\alpha h_{\beta\mu}) + \\ + \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} e^{2A} \frac{dA}{dr} \partial_r (\eta^{\alpha\beta} h_{\alpha\beta}) + \frac{4}{3} e^{2A} \eta_{\mu\nu} \frac{dV}{d\phi} \phi = 0. \end{aligned}$$

El cual se relaciona con ecuación de Riemann y la métrica de Ricci en su forma aproximada.

### ➤ Comprobación de la hipótesis 2:

**La ecuación de estabilidad se determina donde presenta el estado ligado de energía oscura, correspondiente de los modos de energía más baja.**

El comportamiento de la densidad de material oscura, esta también dado por la ecuación,

$$\varepsilon(r) = e^{4A(r)} \left( \frac{1}{2} \left( \frac{d\bar{\phi}(r)}{dx} \right)^2 + V(\bar{\phi}(r)) \right),$$

donde  $V(\bar{\phi}(r))$  es un potencial de solución clásica. El comportamiento de la densidad de carga de la materia es mostrado en la figura 2.3, para dos diferentes valores del parámetro  $b$  caracterizada que tiene algo común con otros modelos que son el “pico” de la densidad de la energía alrededor de la brana fina, lo que puede

ser visto para valores de  $b$  muy lejano de valor crítico y la presencia de regiones, fuera de las paredes del dominio donde la densidad de energía de la materia es negativa, al cual se le asocia a la energía oscura como también fue observada.

Observamos que la energía materia puede ser negativa, de acuerdo a la expectativa, la funcional en esas condiciones puede ser una energía oscura como se encontró en (Chumbes et., al., 2010).

➤ **Comprobación de la hipótesis específica 3:**

**La ecuación de Schrödinger para la partícula de la superficie dentro de 5 D dimensiones, se analiza en cada materia oscura, se consideran partículas elementales.**

La ecuación de estabilidad del tipo Schrödinger (son los electrones como ondulaciones de la materia). Para la partícula son de la superficie dentro de 5 dimensiones será dado como se muestra en la ecuación siguiente;

$$-\frac{d^2s}{dz^2} + V_{ef}(z)\varepsilon_{\mu\nu} = k^2\varepsilon_{\mu\nu},$$

Donde el potencial efectivo puede describir la interacción como son  $V_{ef}(z)$ ,

$$V_{ef}(z) = \frac{9}{4} \left(\frac{dA}{dr}\right)^2 + \frac{3}{2} \frac{d^2A}{dz^2} .$$

Representa el potencial efectivo dada por la ecuación ( fig. 2.11).

## 6.2. Contrastación de los resultados con otros estudios similares

Nuestros resultados obtenidos están en la misma dirección de los resultados que se enfocan en el factor de la deformación del espacio-tiempo, llamado (topológica), y las fluctuaciones de la métrica, como se mostró, cuando agregamos una perturbación, tanto de la métrica como al potencial efectivo de interacción; estos resultados también con encontrados por referencias:

(Vachaspati 2006). Las soluciones tipo kink y las paredes de dominio son el tipo más simple de solitones y, por lo tanto, son invaluable para probar varias ideas y

aprender sobre aspectos no perturbativos de las teorías de campo. Son objetos de investigación de la tesis, son prácticamente en todas las ramas de la ciencia e ingeniería, trabajado por supersimetría **BPS**. Desde la materia condensada hasta la cosmología.

**(Randall, Lisa; 1999-1)**. En el modelo de brana delgada RS-I observamos que la masa en la escala de Planck está suprimida por el factor de deformación en la brana en la escala TeV (GUT), que es deseable resolver. El problema de la jerarquía. Pero una posible objeción al modelo es que su densidad de la energía presenta una singularidad, nosotros pretendamos con el modelo de (Randall et., al.1999 1), presentando un problema de energía no presenta singularidad, en 2 tramos de derecha e izquierda no tiene límites. En cambio el modelo (Chumbes et., al., 2010), presenta un problema de singularidad y observada con soluciones del tipo supersimetría **BPS**. Por tanto, es más factible considerar branas gruesas que son estructuras suaves, continuas y libres de singularidades.

**(Randall, Lisa; 1999-2)**. El primer término proviene de la interacción gravitacional en 4 dimensiones, y el segundo término proviene del intercambio de modos continuos de K-K, donde el parámetro  $k$  es del orden de la escala de Planck. El factor  $1/(k^2 - r^2)$  es el término de corrección del potencial newtoniano debido a los enormes gravitones de Kaluza-Klein que se suprimen a bajas energías. Esta sería una buena motivación para considerar modos K-K superiores, es decir, aunque Si no se observa, podríamos influir en la interacción gravitacional, (Rajaraman et, al, 1975), este trabajo incluiremos dentro de la supersimetría **BPS**.

(**Bazeia D et., al., 1999**). Destacamos la cuestión de la estabilidad de las soluciones clásicas de algunos modelos no lineales que implican la interacción de dos campos escalares en  $(1+1)$  dimensiones, donde mostramos nuestro desacuerdo con los argumentos de estabilidad desarrollados, y modificado en campos escalares en  $4+1$  dimensiones por los autores.

(**Bazeia D., Gomes, 2004**). Por último, construimos modelos valores efectivos de un campo escalar acoplado a la gravedad en  $(4+1)$  dimensiones espacio-temporales. Estos modelos efectivos se pueden aplicar al caso de escenarios cosmológicos, donde el universo se trata como si estuviera inmerso en un muro de dominio en una dimensión adicional en  $(4+1)$  dimensiones.

(**Chumbes A., Obispo Vásquez A, Hott M, 2012**), (**Chumbes, A., 2009**), (**Chumbes A., 2013**), (**Chumbes, et., al., 2010**), (**Chumbes et al, 2012**). El estudio de las soluciones de estos modelos es de gran importancia para la construcción de escenarios cosmológicos y una mejor comprensión de nuestro universo, como formación de branas gruesas y separación de branas. También encontramos que un acoplamiento conveniente de fermiones con el campo escalar exhibe supersimetría **BPS**, en el caso de la geometría no deformada (espacio plano), es decir, los fermiones tienen el mismo espectro de energía de las excitaciones del campo escalar que proporciona a la brana, llamada de (branons).

(**De Sousa Dutra, 2009**), Destacamos nuestro análisis en el estudio de la separación de branas y conjeturamos que estos pueden describir la formación de dos universos, a diferencia con nuestro modelo de (Chumbes et. al. 2010) de un universo continuo y una sola derivada. Estos modelos los efectivos no polinómicos pueden describir una transición de fase de primera orden, caracterizada por una

separación de dominios, mediante la variación de uno de los parámetros del modelo (Chumbes A., et. al., 2010), donde este el parámetro puede depender de la temperatura y la supersimetría llamado **BPS**.

**(Rubakov y Shaposhnikov 2009)**. Abordamos el problema de la localización de fermiones además branas gruesas, que exhiben separación tanto en el espacio deformado (Randall-Sundrum), como en el espacio plano (Rubakov-Shaposhnikov). Hacemos uso de un modelo no lineal, con un único campo escalar. ((Chumbes A., et. al., 2010), la muestra que la solución deformada) y dentro de la supersimetría **BPS**.

Nuestros resultados, obtuvieron el espectro de escalares, hayan como resultado similares, de acuerdo al enfoque obtenido como resultados diversos como publicaciones y revistas internacional.

## **6.2. Contratación de los resultados con otros estudios similares.**

Otros aspectos, entre ellos que consireran los trabajos efectuados, al discutir la ubicación necesaria de la materia, es decir, la posible realización de nuestro universo en la brana (dentro de una pared de dominio). También Rubakov y Shaposhnikov observaron que los fermiones podían localizarse, a través del mecanismo de Jackiw y Rebbi. Con la aparición natural de fermiones sin masa y dependiendo del modelo no lineal, utilizado para proporcionar la brana, algunos modos masivos, llamados (pared de dominio).

### 6.3. Responsabilidad ética

De acuerdo con los principios establecidos en el código de ética de investigación de la Universidad Nacional del Callao aprobado por Resolución del Consejo Universitario N° 210-2017-CU del 06 de julio de 2017, en esta investigación se respetó y cumplió con las normatividades institucionales que regulan sus procesos; se actuó con todo el rigor científico para la validación, fiabilidad y credibilidad de los métodos y fuentes de consulta utilizados ejerciéndose con responsabilidad y transparencia en todo su proceso y culminación.

## VII. CONCLUSIONES

- La única solución del estado ligado corresponde al modo cero, representa el (Estado de mínimo de energía), que puede observarse como la ubicación de la gravedad dentro de la pared de dominio.

- Consideremos aquí el análisis de la estabilidad de las soluciones de Bogomol'nyi, también llamadas de **BPS**, para modelos no lineales con un campo escalar. El análisis de estabilidad se lleva a cabo para comprobar si pequeñas perturbaciones pueden destruir la estabilidad del solitons. Como el método es bien conocido, nos detendremos en reproducirlo basándonos en referencia establecido.

Una forma de formular la estabilidad clásica es mediante el cálculo variacional. Imponemos que el funcional de densidad de energía propia de su tamaño en la condición de pequeñas fluctuaciones del campo escalar.

- Las conclusiones del objetivo general, el potencial de la ecuación  $V_{ef}(z)$  se puede observar que hay estados ligados y en particular los estados ligados del modo cero,

## VIII. RECOMENDACIONES

En nuestro trabajo, relacionamos las soluciones de tipo topológicos de una sola branas, que representaría la forma de campo y reforzaría a la estabilidad para encontrar los mundos brana, dentro de su propicio en el contexto:

Dentro de la investigación, se obtuvo como objetivo de la topología en branas, realizarse la teoría de los grupos o teoría topológica dentro en 3 branas deformado.

Esas 3 branas representaría una línea de gruesa brana, y representa a una superficie en branas y de gran un volumen en la brana. Encontrando un factor de dominio topológico como son 3-branas.

Dentro de nuestro estudio, tiene como objetivo una solución o también de un solo campo, que nos permite deformar en forma continua y representada en la gravedad, y otros hay otros modelos a hacer resolvimos. Las teorías la cual que se observan, son del tipo supercuerdas o llamado cuerdas, flujo magnéticos BPS y la dinámica de calibre. Relacionado al objetivos de interés en el Peru y del exterior.

---

Utilizamos el formalismo de primer orden para obtener soluciones analíticas para el campo fuerte de la brana y se analiza cómo estas soluciones modifican la estructura de los campos auxiliares que surgen de la representación del tipo escalar-tensorial. Descubrimos que cuando el modelo genera soluciones de dos puntos, los campos auxiliares se modifican para permitir la aparición de una estructura interna. Por el cual, el potencial de estabilidad y el modo cero también tienen su estructura interna, modificada mediante una solución de dos tipos de kink duplos llamado (**campo magnético o llamada histéresis magnética**).

Entre ambos trabajos que las solucionan en términos analíticos en la estructura interna, la cual relaciona entre dos campos, modificando de calcular la gravedad. Al igual la estructura de trabajos nacionales e internacionales, como son de grande interés, los resultados del presente trabajo, es también de interés analizar las correcciones cuánticas de la energía **BPS** en modelos con dos campos escalares interactuando entre si, incluyendo términos de interacción de fermiones con los campos escalares. La idea aquí es investigar cómo las fluctuaciones cuánticas de fermiones, (se caracteriza por tener spin o semi entero. Influye en la energía BPS de dos campos escalares que interactúan.

## IX REFERENCIA BIBLIOGRÁFIAS

- Bazeia D., Boschi-Filho A., Brito H. (1999). Domain defects in systems of two real scalar fields. *The Journal of High Energy Physics*, v.04, pp.028.
- Bazeia D., Gomes, (2004). Bloch Brane. *The Journal of High Energy Physics*. v.0405, pp.012.
- Bazeia et, al., (2022), Multi-kink braneworld configurations in the scalar-tensor representation of  $f(R,T)$  gravity. *The European Physical Journal Plus*. arXiv:2209.01928v1, [gr-qc], 2022.
- Bazeia D, Menezes J., Menezes R., (2003), New global defect structure. *Physical Review Letters*. v.91, pp.1601.
- Chumbes A. R, Obispo Vásquez E., Hott. B. (2012), Reconstruction of deformed defects in field's theory from deformed zero modes and applications. *Euro physics letters*, v 98, pp 31004.
- Chumbes, A., R (2009). Modelos não-lineares de dois campos e aplicações em cenários de mundos-brana, 78 f. Dissertação (Mestrado em Física) - Faculdade Engenharia do campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá.
- Chumbes A., R (2013), 90 f, Doutorado em Física, Faculdade Engenharia do campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá.
- Chumbes A. R., and Hott M., (2010). No polynomial potentials with deformable topological structures. *Physical Review D*. v. 81, pp. 045008-1-045008-8.
- Chumbes et al, (2012). "Reconstruction of deformed defects in field's theory from deformed zero modes and applications. *Euro physics letters*, v 98, pp 31004, American Physical Society".
- De Sousa Dutra, (2009). Continuously deformable topological structure. *Physica D*, v. 238, pp. 798-802, 2009.
- Hanany A., Witten E., *Nucl. Phys. B*, 492, (1997). Type IIB Superstrings, BPS Monopoles, And Three-Dimensional Gauge Dynamics pp.152.
- Kaluza T. (1921). On the problem of the unity in Physics. *Sitzungsber Preuss Akad. Wiss Berlin Math-Phys.*, pp. 966-972.

- Marquês, M. A. (2019), 214 f Doutorado (Doutorado em Física) Programa de Pós-Graduação, Física Universidade Federal da Paraíba.
- Polchinski, J (1995). Dirichlet Branes and Ramond Ramond Charges. *Physical Review Letters*, v.75 pp. 4727.
- Randall Lisa; Sundrum Raman (1999-1). An Alternative to Compactification Dimension *Physical Review Letter*, 83, pp. 4690-4693
- Randall Lisa; Sundrum Raman (1999-2). Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension. *Physical Review Letters* 83 (17): pp. 3370-3373.
- Rajaraman et. al, (1975). *Physical Review D*, v.11, pp. 2950-2966, American Physical Society”
- Jackiw R. et., al., (1977). Conformal properties of pseudoparticle configurations. *Physical Review D* 15, p.p 1642
- Rubakov and Shaposnikov (2009). M. E. Do we live inside a domain wall?. *Physics Letters B*. v. 125, pp. 136-138.
- Rubakov (2001). Large and infinite extra dimensions, arXiv:hep-ph/0104152.
- Kinks and Domain Walls: An Introduction to Classical and Quantum Solitons, Cambridge University Press, Cambridge. 1st Edición, England (2006).
- Villegas Silva, F (2005). Soluciones a la Teoría de Supergravedad utilizando objetos extendidos Tipo p-branas. *Cybertesis Repositorio de tesis Digitales, Revista De Investigación de Física Perú.*
- Villegas Silva, F. (2006). Localización de P-Branas en Supergravedad y Teoría-M. *Revista de Investigación de Física Perú*, Vol. 9, v. (01), pp. 31-35.
- Witten, E. (1995). String theory dynamics in various dimensions. *Nuclear Physics B*, 443(1-2), 85-126

## X ANEXOS

### MATRIZ DE CONSISTENCIA

Problema	Objetivos	Hipótesis	Variables	Metodología
<p><b>Problema general:</b></p> <p>¿De qué es posible determinar la gravedad en una pared de dominio brana?</p>	<p><b>Objetivo general:</b></p> <p>Determinar a la gravedad en una pared de dominio brana.</p>	<p><b>Hipótesis General:</b></p> <p>Las técnicas que se determinara la gravedad en una pared de dominio brana en 5 dimensiones.</p>		<p><b>Tipo:</b></p> <p>Según el objetivo, como podemos tener estabilidad de estas soluciones de energía finita que se propaga sin deformar, llamada solitones.</p>
<p><b>Problemas específicos:</b></p> <p>¿Cuál es el comportamiento de la gravedad dentro de la pared de dominio, realizando perturbaciones alrededor de la métrica para la elaboración de la ecuación de Riemann y de la ecuación de Ricci?</p> <p>¿Cuál es el comportamiento para determinar la ecuación de estabilidad y analizar la solución donde presenta estado ligado de energía oscura correspondiente a los modos de energía más baja o sea modos cero?</p>	<p><b>Objetivos específicos:</b></p> <p>Determinar el comportamiento de la gravedad dentro de la pared de dominio, realizando perturbaciones alrededor de la métrica para la elaboración de la ecuación de Riemann y de la ecuación de Ricci.</p> <p>Determinar el comportamiento para determinar la ecuación de estabilidad y analizar la solución donde presenta estado ligado de energía oscura correspondiente a los modos cero la energía más baja.</p>	<p><b>Hipótesis Específico:</b></p> <p>Las curvas se analizará y se localiza la gravedad dentro de una pared de dominio, realizando perturbaciones alrededor de la métrica de la ecuación de Riemann y la métrica de Ricci.</p> <p>Los picos se determinarán la ecuación de Schrödinger para la partícula sobre la superficie dentro de 5 dimensiones.</p>	<p><b>Variable 1 / Dependientes:</b></p> <p>Dominio de la branas</p> <p><b>Variable 2 / Independientes:</b></p> <p>La gravedad</p>	<p><b>Diseño de investigación;</b></p> <p>Según datos teóricos, el estudio es computacional que fue considerado soluciones de modelos en 1 dimensión espacial (dos dimensiones considerando el tiempo), mas también demostramos atención por una propuesta en la Referencia (Bazeia V91, pp. 241601–1,2003), las soluciones establecen en el modelo con solamente un campo escalar.</p>