COMPACTIFICACIÓN DE CUERDAS CON FLUJOS Y ESTABILIZACIÓN DE MÓDULOS

STRING FLUX COMPACTIFICATION AND MODULI STABILIZATION

S. Iguri [(a)], C. Núñez [(a,b)] and V. Penas[(b)*]

(a) Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE) – CONICET-UBA
Ciudad Universitaria -Pabellón IAFE- (1428) – Ciudad Autónoma de Buenos Aires – Argentina
(b) Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (DF-FCEN) - Universidad de Buenos Aires
Ciudad Universitaria -Pabellón I- (1428) Ciudad Autónoma de Buenos Aires – Argentina
*vpenas@iafe.uba.ar

Recibido: 14/12/12 - Aceptado: 15/08/13

Las teorías efectivas que resultan al compactificar con flujos de campos antisimétricos las teorías de cuerdas son supergravedades gaugeadas donde los parámetros de gauge se corresponden con los flujos cuantizados. Estos parámetros tienen que satisfacer ciertos vínculos de consistencia. Analizamos el ansatz propuesto en la referencia [(2)] para resolver estos vínculos, cuando se consideran nuevas restricciones sobre los gaugings asociadas al embedding del modelo en supergravedad N=8. Mostramos que si bien es posible generar soluciones con este método usando la propiedad de factorización de las álgebras de Lie semisimples, los gaugings obtenidos caen dentro de la zona de exclusión para estabilizar módulos.

Palabras Claves: Supegravedad, Compactificación, Flujos, Gaugings

Flux compactification of string supergravities leads to gauged supergravities where the gauge parameters correspond to the quantized fluxes. These parameters must satisfy certain consistency constraints. We analyze the ansatz proposed in reference [(2)] to solve these constraints, when extra restrictions are considered on the gaugings, associated to the embedding of the model into N=8 supergravity. We show that although it is possible to generate solutions with this method using the factorization property of semisimple algebras, the gaugings obtained fall into an exclusion zone for moduli stabilization.

Key Words: Supergravity, Compactification, Fluxes, Gaugings

I. INTRODUCCIÓN

La consistencia de la teoría de supercuerdas requiere un espacio-tiempo de diez (u once) dimensiones y, por lo tanto, la conexión con la física observada en cuatro dimensiones implica abordar la compactificación de las dimensiones extra y/o la identificación de mundos cuadridimensionales inmersos en el espacio tiempo total. Las distintas compactificaciones permitidas dan lugar a un enorme número de vacíos aparentemente consistentes (conocido como el “paisaje” o “landscape” de cuerdas), y hoy no contamos con un criterio que permita seleccionar entre ellos. En muchos casos, compactificaciones compatibles con espectros de partículas cercanos al del Modelo Estándar contienen además campos escalares no masivos (asociados en general a parámetros geométricos del espacio interno) llamados *módulos* (o moduli), que no son compatibles con la física observada. Los módulos son problemáticos porque se acoplan a partículas de materia y conducen a modificaciones de la universalidad de las interacciones gravitatorias que no se han observado experimentalmente. Estos módulos no sólo son fenomenológicamente indeseables sino que además sus valores de expectación de vacío determinan algunos parámetros, como acoplamientos de gauge y masas de la teoría efectiva en cuatro dimensiones. Si los modelos de cuerdas no permiten fijar unívocamente estos valores de expectación minimizando un potencial efectivo, que induciría términos de masa para los módulos, entonces no son predictivos. Este es el problema de los módulos en las compactificaciones de cuerdas. Cualquier intento serio de reproducir modelos realistas de partículas y/o cosmología a partir de la teoría de cuerdas debe abordar el problema de la estabilización de los módulos.

Desde hace algunos años se reconoce en la compactificación con flujos de los tensores antisimétricos de la teoría[(1)] una opción para crear un potencial que estabilice a los módulos, además de proporcionar un mecanismo de ruptura controlada de la supersimetría. Los modelos 4D que resultan de las compactificaciones con flujos están en correspondencia con las teorías de supergravedad gaugeada, es decir, deformaciones de las teorías de supergravedad ordinarias, de manera tal que los parámetros de la deformación o *gaugings* se asocian con los flujos cuantizados. En [(2)] se logró definir una acción que describe todas las supergravedades gaugeadas 4D con N=4 supersimetrías en términos de los parámetros de deformación dados por las componentes del tensor de embedding $\xi_{\alpha M}$ y $f_{\alpha MNP}$ ($\alpha=\pm$ índice de SL(2) y $M=1,...,12$ índice de SO(6,6)). Estos tensores se encuentran en la representación (2,12) y (2,220) respectivamente, del grupo de simetría global SL(2) × SO(6,6) y especifican completamente al subgrupo gaugeado. Para garantizar la clausura del grupo de gauge de la teoría, las componentes del tensor de embedding tienen que satisfacer ciertos vínculos de consistencia. Estos vínculos se reducen, en el caso en que $\xi_{\alpha M}=0$ (que es el caso al que nos restringimos) a los siguientes:

$$f_{\alpha[RMN}\, f_{\beta PQ]}{}^{R}=0, \qquad (1)$$

$$\epsilon^{\alpha\beta}\, f_{\alpha MNR}\, f_{\beta PQ}{}^{R}=0. \qquad (2)$$

El modelo obtenido en [3] al compactificar la supergravedad IIB sobre un orientifolio con flujos encendidos es el de supergravedad N=4 con los flujos cuantizados identificados con los parámetros $f_{\alpha MNP}$. Para saber si este modelo se corresponde con un truncamiento de la supergravedad 4D maximal, i.e., con N=8, se compararon los potenciales escalares de ambas teorías y se observó que para compatibilizar los dos esquemas hay que considerar nuevas condiciones sobre los gaugings. De manera alternativa, en [4] se hizo uso de las diferentes descomposiciones de las representaciones del grupo de simetría global de la supergravedad maximal E7(7) en representaciones de SL(2) × SO(6,6), además de aplicar una proyección Z_2 sobre los índices, para lograr el mismo truncamiento y obtener los nuevos vínculos sobre los generadores del subgrupo de gauge de E7(7). Además de los vínculos establecidos en [2] se obtuvieron los siguientes:

$$f_{\alpha MNP}\, f_{\beta}{}^{MNP}=0, \qquad (3)$$

$$\epsilon^{\alpha\beta}\Big(f_{\alpha[JKL}\, f_{\beta MNP]}+ +\Big(\frac{1}{6!}\Big)\epsilon_{JKLMNPQRSTUV}\, f_{\alpha}{}^{[QRS}\, f_{\beta}{}^{TUV]}\Big)=0. \qquad (4)$$

II. SOLUCIÓN DE LOS VÍNCULOS

Un ansatz para la resolución de los vínculos ordinarios (ec.(1)) y (ec.(2)) fue propuesto en [2]. Luego de asumir la posibilidad de una factorización del grupo de gauge de la forma $G=G^{(1)}\times\ldots\times G^{(K)}$ y tras compatibilizar la matriz de la forma de Killing-Cartan de G con la métrica de SO(6,6) de modo que todos los factores resultan mutuamente ortogonales, los autores consideraron las constantes de estructura de cada factor de G, $f^{(i)}_{MNP}$, y construyeron la siguiente combinación:

$$f_{\alpha MNP}=\sum_{i=1}^{K}\omega_{\alpha}^{(i)}\, f_{MNP}^{(i)} \qquad (5)$$

con $\omega_\alpha^{(i)}=(\cos(\alpha_i), \sin(\alpha_i))$ vectores (unitarios) de SL(2). Este ansatz resuelve los vínculos (ec.(1)) y (ec.(2)). A los ángulos α_i se los conoce como las fases de *de Roo* y *Wagemans*[5]. En [6] se analizó la posibilidad de que el mismo ansatz brindara solución para los nuevos vínculos (ec.(3)) y (ec.(4)) en el caso de álgebras de Lie semisimples. Aprovechando las propiedades de antisimetría de los tensores involucrados y el hecho de que el grupo de gauge puede tener a lo sumo 12 generadores y, en consecuencia, la descomposición en subgrupos simples de G puede contener un máximo de 4 factores, es posible demostrar que (4) implica:

$$\sin(\alpha_i-\alpha_j)=0 \Rightarrow \alpha_i=\alpha_j+n\pi \qquad (6)$$

con n entero. De modo que $\omega_\alpha^{(i)}=\mathrm{sgn}(i)\omega_\alpha$ con $\mathrm{sgn}(i)=\pm 1$, i.e., todos los factores en la descomposición de G están en fase o contrafase. Este signo relativo proviene del embedding de la matríz de Killing-Cartan del factor $G^{(i)}$ en la métrica de SO(6,6). Más aún, de (ec.(3)) se obtiene que

$$0=\sum_{i=1}^{K} sgn(i)\, dim(G^{(i)}). \qquad (7)$$

Este hecho limita fuertemente las descomposiciones admisibles pues involucra una combinación del embedding del signo del factor $G^{(i)}$ con su dimensión. Si bien siempre se enfatizó la semisimplicidad de los grupos de gauge, el ansatz también brinda solución con grupos de gauge no semisimples al considerar 3-formas f_{MNP} que satisfagan Jacobi no necesariamente relacionadas con constantes de estructura. En [7] se analiza esta posibilidad.

IV. CONCLUSIONES

El ansatz de Schon y Weidner, única alternativa que conocemos para resolver analíticamente los vínculos de consistencia de los gaugings de una supergravedad N=4, puede ser asimismo solución de los vínculos asociados al embedding del modelo en supergravedad N=8 siempre que se trivialicen las fases de de Roo y Wagemans y bajo estrictas restricciones en la dimensionalidad de los factores involucrados en la descomposición de G. Más aún, dado que en estas condiciones resulta f_{+MNP} proporcional a f_{-MNP}, los flujos resultantes caen dentro de la zona de exclusión referida en [3], de modo que en lo que a la estabilización de módulos respecta, las soluciones de tipo Schon y Weidner para grupos semisimples es inconducente.

Referencias

1- M. Graña, Phys. Rept. **423** (2006) 91 [arXiv:hep-th/0509003]

2- J. Schon, M. Weidner, JHEP **0605** (2006) 034 [arXiv:hep-th/0602024]

3- G. Aldazabal, D. Marques, C. Nuñez, J. Rosabal, Nucl. Phys. B **849**, 80 (2011) [arXiv:1101.5954]

4- G. Dibitetto, A. Guarino, D. Roest, JHEP **1106**, 030 (2011) [arXiv:1104.3587]

5- M. de Roo, P. Wagemans, Nucl. Phys. B**262** (1985) 644.

6- V. Penas, Tesis de lic.: Compactificación con flujos y estabilización de moduli, (2011) FCEN/UBA

7- S. Iguri, V. Penas, Phys.Rev. **D87** (2013) 085004 .