T.C

ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ENERJİ-MOMENTUM TANIMLARI VE BAZI UZAY ZAMANLARIN ENERJİ-MOMENTUMLARI

Murat Metehan TÜRKOĞLU

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih**: 11.01.2010**

Tez Danışmanı:

Yrd. Doç. Dr. Melis ULU

ÇANAKKALE

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

MURAT METEHAN TÜRKOĞLU tarafından **YRD. DOÇ. DR. MELİS ULU** yönetiminde hazırlanan **"ENERJİ-MOMENTUM TANIMLARI VE BAZI UZAY ZAMANLARIN ENERJİ-MOMENTUMLARI"** başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof.Dr.Hüsnü BAYSAL

____

Yönetici

Prof.Dr.İhsan YILMAZ	**Yrd.Doç.Dr. Melis ULU**
________________________	________________________ **(Danışman)**
Jüri Üyesi	**Jüri Üyesi**
……………………………	……………………………
________________________	________________________
Jüri Üyesi	**Jüri Üyesi**

Sıra No: ……..

Tez Savunma Tarihi: 11/01/2010

Prof.Dr. Ahmet ERDEM

____

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

Hazırlanan bu Yüksek Lisans tezi Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) tarafından 2009/131 no.'lu projeden desteklenmiştir.

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI

Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

Adı Soyadı: Murat Metehan TÜRKOĞLU

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanması sırasında benden desteğini hiç esirgemeyen, değerli danışmanım Yrd. Doç. Dr. Melis ULU' ya teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Murat Metehan TÜRKOĞLU

SİMGELER VE KISALTMALAR

GR	: Genel Relativite Teorisi
FRW	: Friedmann-Robertson-Walker uzay-zamanı
VKD	: Visser-Kar-Dadlich uzay-zamanı
RN	: Reissner- Nordström uzay-zamanı
GHS	: Garfinkle-Horowitz-Strominger
η_{ab}	: (1, -1, -1, -1) Minkovski uzay-zaman metriği
δ_a^b	: Kronecker Delta Fonksiyonu $\left(\delta_a^b = g^{bc} g_{ca}\right)$
g_{ab}	: Uzay-zaman metrik potansiyeli $\left(g_{ab} = g_{ba}\right)$
∇_b	: Kovaryant türev
(,) veya (∂)	: Kısmi (parçalı) türev

Bu çalışmada kullanılan indislerden Latin harfleri 0, 1, 2, 3, Yunan harfleri ise 1, 2, 3 değerlerini alabilirler.

ÖZET

ENERJİ-MOMENTUM TANIMLARI

VE

BAZI UZAY-ZAMANLARIN ENERJİ-MOMENTUMLARI

Murat Metehan TÜRKOĞLU

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Yrd.Doç. Dr. Melis ULU

11/01/2010, 90

Bu çalışmada, öncelikle genel relativite teorisi kapsamında enerji-momentumun yerelleştirilmesi problemine değinilerek, bu problemin çözümlenmesi için önerilmiş olan enerji-momentum tanımları verilmiştir. Daha sonra genel relativite teorisi çerçevesinde çeşitli uzay-zamanların enerji-momentum dağılımları incelenmiştir. İncelenen uzay-zaman geometrilerinin özellikleri ve kullanılan enerji-momentum tanımları dikkate alınarak elde edilen araştırma bulguları üç ana kısımda toplanmıştır. İlk kısımda bazı küresel simetrik uzay-zamanların (statik kurt delikleri, skaler alanlı kurt delikleri, elektrik yüklü kurt delikleri, sıfır yoğunluklu kurt delikleri, sıfır radyal bileşenli kurt delikleri, konformal kurt delikleri, şişen kurt delikleri, Friedmann-Robertson-Walker (FRW) benzeri kurt delikleri, Visser-Kar-Dadlich (VKD) kurt delikleri ile Jenis-Newman-Winicour (JNW) karadeliği, Garfinkle-Horowitz-Strominger (GHS) karadeliği, Schwarzschild karadeliği, Reissner-Nordström (RN) karadeliği ve yüklü karadeliklerin Diyadosfer bölgesi için) Einstein, Landau-Lifshitz, Weinberg enerjileri hesaplanmıştır. İkinci kısımda, silindirik simetrik kurt delikleri, sicim uzay-zamanı, Gödel tipi kurt delikleri ve 5-boyutlu Schwarzschild karadeliği gibi çeşitli uzay-zamanların Møller enerji dağılımları incelenmiştir. Üçüncü kısımda ise, Hawking kurt

delikleri, Szekeres-I.tip ve II.tip evren modelleri, Marder evreni, statik Einstein evreni, domain wall ve sicim gibi uzay-zamanların Tolman enerji-momentum dağılımları incelenmiş ve son olarak elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

Anahtar sözcükler: Genel Relativite, Enerji-momentum dağılımları, Uzay-zaman Geometrileri

ABSTRACT

THE ENERGY-MOMENTUM PRESCRIPTIONS

AND

THE ENERGY-MOMENTUM OF SOME SPACE-TIMES

Murat Metehan TÜRKOĞLU

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for Physics Thesis of Master of Science

Advisor: Assistant Prof. Dr. Melis ULU

11/01/2010, 90

In this thesis, firstly, the problem of the energy-momentum localization has been referred in general relativity and then suggested the energy-momentum prescriptions for solving energy-momentum localization problem have been given. So, the energy-momentum distributions of various space-times have been investigated in the concept of general relativity. The findings of investigation have been given three main subsections according to used energy-momentum prescriptions or/and the features of the space-times. In the first section, Einstein, Landau-Lifshitz and Weinberg total energies of some spherically symmetric space-times (for the static wormholes, the wormholes with scalar field, the electrical charged wormholes, the zero radial tides wormholes, the zero density wormholes, the conformal wormholes, te inflated wormholes, the Friedmann-Robertson-Walker (FRW) wormholes, Visser-Kar-Dadlich (VKD) wormholes and Jenis-Newman-Winicour (JNW) black holes, Garfinkle-Horowitz-Strominger (GHS) black holes, Schwarzschild black holes, Reissner-Nordström (RN) black holes and the Dyadospher region of charged black holes) have been calculated. In the second section, the cylindrically symmetric wormholes, string, the Gödel-type wormholes and the 5-D Schwarzschild black holes have been calculated. In the third section, the Tolman energy-momentum distributions of some space-times like as Hawking wormholes, Szekeres-type I and II universe model, Marder universe, the static Einstein universe, domain wall and string space-times, have been calculated. Finally obtained solutions have been discussed.

Keywords: General relativity, energy-momentum distributions and space-time geometries

İÇERİK

Sayfa

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Klasik gravitasyon teorilerinin temelleri;

(i) Bütün gezegenlerin, odak noktalarının birinde güneşin bulunduğu eliptik yörüngelerde dolanması,

(ii) Güneşten gezegenlere doğru çizilen yarıçap vektörünün eşit zaman aralıklarında aynı alanları süpürmesi,

(iii) Herhangi bir gezegen için yörünge periyodunun karesinin, eliptik yörüngesinin büyük ekseninin yarısının küpüyle orantılı olması,

gerektiğini söyleyen Kepler kanunlarına dayanmaktadır (Roy ve Clarke, 2003).

Kepler'in incelemiş olduğu çekim kanunu sadece güneş ve gezegenler arasında sınırlı kalmıştır. Daha sonra Newton tarafından, Kepler'in ortaya koyduğu bu çekim kanunu evrendeki bütün cisimler için geçerli olacak şekilde geliştirilmiştir. Newton'un klasik gravitasyon teorisi olarak adlandırılan bu teori; her cismin, kütleleriyle doğru, aralarındaki uzaklığın karesiyle ters orantılı bir çekim kuvvetine sahip olduğunu göstermektedir (Greiner, 2004). Fakat Newton'un klasik gravitasyon teorisi, Merkür' ün enberi noktasının ilerlemesi, tayf çizgilerinin kırmızıya kayması, ışığın gravitasyonel alanda sapması gibi bazı gravitasyon kökenli olayları açıklamakta yetersiz kalmıştır (Özemre, 1982).

Daha sonra daha geçerli bir teori oluşturmak amacıyla; Poincare tipi, skaler, vektörel ve tensörel tabanlı çeşitli teoriler sunulmuştur. Fakat her birinin ayrı ayrı açıklamakta eksik kaldığı gravitasyonel kökenli problemler söz konusu olmuştur (Özemre, 1982).

1905 yılında Einstein; ilki fotoelektrik olay, diğeri sıvı içindeki parçacıkların Brownian hareketi ve sonuncusu hareketli cisimlerin elektrodinamiği ile ilgili olmak üzere üç çalışma ortaya koymuştur (Wudka, 2006). Bu çalışmalardan sonuncusu, "manyetik alanın bir bobin içinde hareket etmesiyle bir akım üretilirse, manyetik alan sabitken bobin manyetik alan içerisinde hareket ettirildiğinde de benzer bir akım üretilir" önermesine dayanmaktadır (Wudka, 2006). Günümüzün en geçerli relativite kuramı ise, Einstein'ın bu önermeden yola çıkarak "fizik kuralları, bütün eylemsiz referans sistemlerinde aynıdır" fikrini geliştirmesiyle başlamıştır (Wudka, 2006). Böylece Einstein 1905 yılında özel relativite teorisini geliştirerek, evrendeki hareketlerin mutlak değil, göreli olduğunu ortaya koymuştur. Bunun yanında kütle-enerji eşdeğerliği ($E = mc^2$) vardır ve ışık hızına yakın hızlarda zaman genleşmesi ve uzunlukların büzülmesi söz konusu olacaktır (Misner ve ark., 1973).

Diğer taraftan 1907-1915 yılları arasında gravitasyonel çekim kuvvetleri ile eylemsiz kuvvetlerin eşdeğerliği olduğu yine Einstein tarafından ortaya koyulmuş ve genel relativite teorisi geliştirilmiştir. Genel relativite teorisi düz evren ve mutlak zaman kavramlarının yerine eğrilikli uzay ve zaman kavramını da ortaya koymaktadır (Wudka, 2006).

Gravitasyonel etkileşimleri ve bu etkileşimlerin meydana geldiği sistemleri büyük ölçekte en iyi açıklayan teori Einstein görelilik teorisi olmuştur. Tüm bunlara ilave olarak, her türlü sistem için önem taşıyan korunumlu niceliklerden olan enerji ve momentumun genel relativite teorisi kapsamında tanımlanması halen açık kalmış problemlerden birisidir ve bu teoride enerji ve momentumu ifade eden ve fiziksel olarak anlamlı sonuçlar veren bir tanım üzerinde fikir birliği sağlanamamıştır.

Genel relativite kapsamında enerji ve momentum korunumu,

$$\nabla_b T^b_{\ a} = 0 \qquad (a, b = 0,1,2,3) \tag{1.1}$$

şeklinde verilmektedir (Sharif ve Fatima, 2005). Burada T^{ab} tensörü, enerji-momentum tensörüdür. Bu korunum kanununu gravitasyonel alanı da içerecek şekilde genelleştirirsek

$$\frac{\partial}{\partial x^{b}}\left[\sqrt{-g}\left(T_{a}^{\ b}+t_{a}^{\ b}\right)\right]=0 \tag{1.2}$$

şeklinde tanımlayabiliriz (Einstein, 1915). Burada $t_{a}^{\ b}$ niceliği gravitasyonel alan pseudo-tensörüdür. Buradan hareketle gravitasyonel ve gravitasyonel olmayan alanların varlığında korunum kanunlarını sağlayacak fiziksel olarak anlamlı ve tutarlı enerji-momentum tanımı vermek için birçok çalışma yapılmıştır (Xulu, 2002). Einstein (1915) tarafından önerilen tanımdan sonra sırasıyla Tolman (1934), Papapetrou (1948), Bergmann ve Thomson (1953), Møller (1958; 1961), Weinberg (1972), Landau ve Lifshitz (1987), Qadir ve Sharif (1992) tarafından çeşitli tanımlar önerilmiştir. Bu tanımlardan yalnızca Møller (1958) enerji-momentum tanımı koordinat sistemlerinden bağımsızdır. Misner ve arkadaşları (1988)'na göre enerji yalnızca küresel koordinatlarda lokalize edilebilir. Cooperstock ve Sarracino (1978) ise, enerjinin küresel koordinatlarda lokalize edilmesi durumunda tüm koordinatlarda yerelleştirilebileceğini söylemiştir. Bondi (1990) ise, lokalize edilemeyen enerjinin genel relativite kapsamında ifade edilemeyeceğini göstermiştir. Böylece gravitasyonel alanının varlığı durumunda hangi enerji momentum tanımının fiziksel anlamlı ve tutarlı sonuçlar verdiğini anlayabilmek amacıyla pek çok uzay-zamanın enerji ve momentumlarının araştırıldığı çok sayıda çalışma yapılmış ve yapılmaya da devam edilmektedir.

Bu tez çalışmasında, bazı uzay-zaman geometrileri kullanılarak bu uzay-zamanların enerji-momentum dağılımları incelenmiştir. Bu çalışmanın ilk kısmında, küresel simetrik uzay-zamanlar (statik kurt delikleri, skaler alanlı kurt delikleri, elektrik yüklü kurt delikleri, sıfır yoğunluklu kurt delikleri, sıfır radyal bileşenli kurt delikleri, konformal kurt delikleri, şişen kurt delikleri, Friedmann-Robertson-Walker benzeri kurt delikleri, Visser-Kar-Dadlich kurt delikleri, Schwarzschild karadeliği, Reissner-Nordström karadeliği, yüklü bir karadeliğin Diyadosfer bölgesi, Jenis-Newman-Winicour karadeliği, Garfinkle-Horowitz-Strominger karadeliği) için Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerjileri incelenmiştir. İkinci kısmında ise bazı uzay-zamanlar (silindirik simetrik kurt delikleri, Gödel-tipli kurt delikleri, sicim uzay-zamanı ve 5-boyutlu Schwarzschild karadeliği) için Møller enerji-momentum dağılımları incelenmiştir.

Son bölümde ise Hawking kurt delikleri, Szekeres I. tip ve II. tipli evrenler, Marder, statik Einstein, domain wall ve sicim gibi çeşitli uzay-zaman geometrileri için Tolman enerji-momentum dağılımları incelenmiştir.

Bu tez çalışmasında adı geçen; statik kurt delikleri, skaler alanlı kurt delikleri, elektrik yüklü kurt delikleri, sıfır yoğunluklu kurt delikleri, sıfır radyal bileşenli kurt delikleri, konformal kurt delikleri, şişen kurt delikler, Friedmann-Robertson-Walker (FRW) benzeri kurt delikleri, Visser-Kar-Dadlich (VKD) kurt delikleri için Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerjileri ilk kez hesaplanmıştır. Ayrıca Jenis-Newman-Winicour (JNW) karadeliği ve Garfinkle-Horowitz-Strominger (GHS) karadeliği için Weinberg ve Landau-Lifshitz enerjileri ilk kez bu çalışma kapsamında hesaplanmıştır. Bu tez çalışmasının adı geçen silindirik simetrik kurt delikleri, sicim uzay-zamanı, Gödel tipi kurt delikleri ve 5-boyutlu Schwarzschild karadeliği için M$_{\o}$ller enerji-momentum dağılımları ilk kez bu çalışma kapsamında hesaplanmıştır. Ayrıca bu tez çalışmasında adı geçen Hawking kurt delikleri, Szekeres I.tip ve II. Tip evren modelleri, Marder evreni, statik Einstein evreni, domain wall ve sicim uzay-zamanları için Tolman enerji-momentum dağılımları ilk kez bu çalışma kapsamında hesaplanmıştır.

Son olarak, sonuç ve öneriler kısmında elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Genel relativite teorisi çerçevesinde, gravitasyonel veya gravitasyonel olmayan alanların varlığında (1.2) denklemiyle verilen enerji-momentumun korunumu kanunu sağlayacak enerji-momentum tanımlamalarından ilki 1915 yılında Einstein tarafından sunulmuştur. Daha sonra ise sırasıyla Tolman (1934), Papapetrou (1948), Bergmann-Thomson (1953), Møller (1958; 1961), Weinberg (1972), Landau-Lifshitz (1987), Qadir-Sharif (1992) tarafından çeşitli tanımlar önerilmiştir.

Bu tanımlamalar genel relativite teorisinin açık kalan bir problemi olan enerji-momentumun yerelleşmesi problemini açıklayamamaktadır (Sharif ve Nazir, 2007). Çünkü simetrik ve lokal korunumlu tüm niceliklerin doğası tensörel bir forma sahip değildir ve fiziksel yorumları belirsiz kalmaktadır (Chandrasekhar ve Ferrari, 1991). Ayrıca, farklı enerji-momentum kompleksleri aynı uzay-zaman için farklı enerji-momentum dağılımı vermektedir (Berqvist, 1992). Bu belirsizliklerin ortadan kaldırılması amacıyla quasi-lokal enerji adı verilen alternatif bir enerji tanımı önerilmiştir (Penrose, 1982; Brown ve York, 1993). Chang ve arkadaşları (1999), her enerji-momentum kompleksi uygun bir Hamiltonian sınır koşuluyla bağlantılı olduğundan, enerji-momentum kompleksleri ve quasi-lokal tanımlar arasında bir bağ olduğunu göstermiştir. Virbhadra (1990; 1999) aynı uzay-zaman geometrileri için farklı enerji-momentum tanımlarının farklı enerji-momentum dağılımlarını verdiğini göstermiştir. Bunun yanında diğer yandan Virbhadra ve Parikh (1993; 1994) bazı asimptotik düz uzay-zamanları ele alarak bu uzay-zamanlar için farklı enerji-momentum tanımlarının benzer dağılımlar verdiğini de elde etmişlerdir. Ayrıca bazı asimptotik düz olmayan uzay-zamanlar içinde benzer bir çalışma yaparak yine farklı enerji-momentum tanımlarının benzer dağılımları da verdiğini göstermişlerdir.

Aguiregabiria ve arkadaşları (1996) Kerr-Schild sınıfı uzay-zamanı incelemişler ve bazı enerji-momentum tanımlarından benzer enerji-momentum dağılımlarının elde edildiğini göstermişlerdir.

Xulu (2002; 2003a), Melvin'in manyetik evreni ve Bianchi-I tipli evren için enerji dağılımlarının aynı olduğunu hesaplamıştır.

Ching-Yang ve arkadaşları (2009) yaptıkları çalışmada, lineer olmayan elektrodinamik kaynaklı Einstein alan denkleminin düzenli bir karadelik çözümü olan uzay-zaman için enerji-momentum dağılımını, Einstein, Weinberg ve Møller enerji-momentum tanımını kullanarak incelemişlerdir. Yine Ching-Yang ve arkadaşları (2003) yaptıkları çalışmada Dyminkova uzay-zamanının enerji-momentum dağılımını Weinberg, Papapetrou, Møller enerji-momentum tanımını kullanarak incelemişledir.

Radinschi (2002), Møller enerji-momentum dağılımını kullanarak eksensel simetrik skaler alan için enerji-momentum dağılımını incelemiş ve bu uzay-zaman için toplam enerjinin kütle ile orantılı olduğunu göstermiştir.

Cibotariu ve arkadaşları (1995) yaptıkları çalışmada, Gödel evreninin genel relativite çerçevesinde enerji dağılımını incelemişlerdir ve enerji yapısının düzenli olduğunu göstermişlerdir.

Sharif ve Fatima (2006) yaptıkları çalışmada, Weyl sınıfına ait statik ve eksensel simetrik çözümler olan Erez-Rosen ve Gamma metriklerinin enerji-momentum dağılımlarını Einstein, Landau-Lifshitz, Papapetrou ve Møller tanımlarını kullanarak hesaplamışlar ve sonuç olarak enerji-yoğunluklarının aynı olmadığını fakat momentum yoğunluğunun her durumda aynı elde edildiğini bulmuşlardır. Ayrıca Sharif (2003) yaptığı çalışmada, farklı enerji-momentum tanımları kullanarak statik ve statik olmayan Gödel evreni için enerji ve momentum yoğunluklarını hesaplamıştır. Vagenas (2005) yaptığı çalışmada, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji-momentum tanımlarını kullanarak Banados-Boim-Zanelli karadeliği için enerji-momentum dağılımlarını hesaplamış ve benzer enerji dağılımı bulmuştur. Ayrıca Vagenas (2006) yaptığı çalışmada, Reissner-Nordström karadeliğinin diyadosfer bölgesi için Møller enerji-momentum tanımını kullanarak, enerji ve momentum yoğunluklarını hesaplamıştır.

Sharif ve Nazır (2008) yaptıkları çalışmada, Hiscood-Gott metriğinin enerji-momentum dağılımını Einstein, Landau-Lifshitz, Bergmann-Thomson ve Møller enerji-momentum tanımlarını kullanarak hesaplamışlar, string benzeri cisimler için hem genel relativite hem de teleparalel gravitasyon teorileri kapsamında enerji ve momentum dağılımlarını sabit olarak bulmuşlardır.

Gad (2008) yaptığı çalışmada, Weyl metriğinin enerji-momentum dağılımını, Møller enerji-momentum kompleksi yardımıyla incelemiştir. Bulduğu sonuçları Einstein, Landau-Lifshitz, Bergmann-Thomson ve Papapetrou enerji-momentum dağılımlarıyla karşılaştırmıştır ve aynı enerji dağılımı sonuçlarını verdiğini, buna karşılık aynı momentum yoğunluğunu vermediğini göstermiştir. Gad ve Fouad (2007) yaptıkları çalışmada ise, Kantowski ve Sach uzay-zamanlarının enerji-momentum yoğunluklarını, Einstein, Bergmann-Thomson, Landau-Lifshitz ve Papapetrou enerji-momentum tanımları yardımıyla incelemişlerdir. Einstein ve Bergmann-Thomson enerji dağılımlarının aynı, Landau-Lifshitz ve Papapetrou enerji dağılımlarının ise farklı olduğunu göstermişlerdir.

Bu çalışmaların yanında literatürde bu konu ile ilgili bir çok araştırma bulmak mümkündür. Enerji-momentumun yerelleştirilmesi problemi halen çözüm bulunamamış bir problem olduğundan günümüzde de genel relativite teorisinin sıcak konularından birisidir ve bu problemi çözmeye yönelik çalışmalar günümüzde de devam etmektedir.

.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

Enerji ve momentumun, gravitasyonel ve gravitasyonel olmayan alanların varlığında korunum kanunlarını sağlayacak ve fiziksel anlamlı ve tutarlı bir tanımının verilebilmesi için birçok çalışma yapılmıştır. İlk olarak Einstein (1915), tarafından önerilen tanımdan sonra sırasıyla, Tolman (1915), Papapetrou (1948), Bergmann-Thomson (1953), Møller (1958, 1961), Weinberg (1972), Landau-Lifshitz (1987) ve Qadir-Sharif (1992) tarafından çeşitli tanımlar önerilmiştir. Møller (1958), tarafından ortaya konulan tanım dışındaki tüm tanımlar koordinat bağımlıdır. Genel relativite kapsamındaki bazı enerji-momentum tanımları aşağıdaki şekilde özetlenmektedir.

3.1. Einstein Enerji-Momentum Kompleksi

Uzay-zamanın geometrisini belirleyen metrik potansiyelleri cinsinden Einstein süper-potansiyeli,

$$H_i^{al} = -H_i^{la} = \frac{g_{in}}{\sqrt{-g}}\left[-g\left(g^{an}g^{lm} - g^{ln}g^{am}\right)\right]_{,m} \tag{3.1}$$

şeklindedir. (3.1) denkleminden de görüleceği gibi Einstein süper-potansiyelleri üst iki indise göre anti-simetrik tensörlerdir. Einstein 1915 yılında bu süper-potansiyellere bağlı olarak enerji ve momentum yoğunluklarını

$$\theta_i^k = \frac{1}{16\pi} H_{i,l}^{kl} \tag{3.2}$$

şeklinde tanımlamıştır. Burada θ_0^0 enerji yoğunluğu ve θ_β^0 ise momentum yoğunluğu bileşenlerini göstermektedir (Aguiregabiria ve ark. 1996).

Toplam enerji-momentum bileşenleri;

$$P_a = \iiint \theta_a^0 \, dx^1 \, dx^2 \, dx^3 \tag{3.3}$$

şeklinde verilir. Burada P_a momentum 4-vektörü olarak da adlandırılmaktadır. Einstein momentum 4-vektörü Gauss teoremi yardımıyla

$$P_b = \frac{1}{16\pi} \iint H_b^{o\alpha} \mu_\alpha \, dS \tag{3.4}$$

olarak ifade edilmektedir. Burada μ_α sonsuz küçük dS yüzey elemanı üzerinden üç bileşenli birim vektörü göstermektedir ve $(\frac{x}{r}, \frac{y}{r}, \frac{z}{r})$ şeklindedir. Ayrıca burada P_0 toplam enerjiyi, P_α ise toplam momentum bileşenlerini ifade etmektedir.

3.2. Møller Enerji-Momentum Kompleksi

Metrik potansiyellere bağlı Møller süper-potansiyelleri,

$$\chi_{i}^{kl} = -\chi_{i}^{lk} = \sqrt{-g}\,\left[g_{in,m} - g_{im,n}\right] g^{km}\, g^{nl} \tag{3.5}$$

şeklindedir (Møller, 1958). (3.5) denklemi ile verilen Møller süper-potansiyelleri cinsinden Møller enerji-momentum yoğunlukları,

$$\tau_{l}^{k} = \frac{1}{8\pi}\,\chi_{l,m}^{km} \tag{3.6}$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada τ_{0}^{0} Møller enerji yoğunluğunu, τ_{α}^{0} ise momentum yoğunluğu bileşenlerini ifade etmektedir (Møller, 1958). Møller momentum 4-vektörü,

$$P_{i} = \iiint \tau_{i}^{0}\, dx^{1}\, dx^{2}\, dx^{3} \tag{3.7}$$

şeklindedir ve Gauss Teoremi yardımıyla Møller toplam enerjisi ve momentumu,

$$P^{k} = \frac{1}{8\pi}\iint \chi_{0}^{k\beta}\, \mu_{\beta}\, dS \tag{3.8}$$

olur. Burada μ_{β}, sonsuz küçük dS yüzey elemanı üzerinden üç bileşenli birim vektörü göstermektedir. Ayrıca burada P_{0} Møller toplam enerjisi, P_{α} ise Møller toplam momentum bileşenlerini ifade etmektedir.

3.3. Bergmann-Thomson Enerji-Momentum Kompleksi

1953 yılında Bergmann-Thomson tarafından önerilen Bergmann-Thomson süper-potansiyelleri,

$$U_l^{km} = \frac{g_{ln}}{\sqrt{-g}}\left[-g\left(g^{kn}g^{mp} - g^{mn}g^{kp}\right)\right]_{,p} \tag{3.9}$$

şeklindedir. Bergmann-Thomson enerji-momentum yoğunlukları ise,

$$\xi^{in} = \frac{1}{16\pi}\left[g^{il}U_l^{nm}\right]_{,m} \tag{3.10}$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada ξ^{00} Bergmann-Thomson enerji yoğunluğunu, $\xi^{0\eta}$ ise Bergmann-Thomson momentum yoğunluğu bileşenlerini ifade eder. Toplam momentum 4-vektörü ise,

$$P_i = \iiint \xi_i^0 \, dx^1 \, dx^2 \, dx^3 \tag{3.11}$$

şeklindedir ve P_0 Bergmann-Thomson toplam enerjisini, P_α ise Bergmann-Thomson toplam momentum bileşenlerini ifade etmektedir. Gauss teoremi yardımıyla Bergmann-Thomson toplam enerji-momentumu,

$$P_h = \frac{1}{16\pi} \iint H_h^{o\,\alpha} \mu_\alpha \, dS \tag{3.12}$$

olarak tanımlanmaktadır.

3.4. Landau-Lifshitz Enerji-Momentum Kompleksi

Landau-Lifshitz süper-potansiyelleri,

$$S^{abcd} = -g \left(g^{ac} g^{bd} - g^{ad} g^{bc} \right) \tag{3.13}$$

olarak tanımlanmaktadır (Landau ve Lifshitz, 1987). Landau-Lifshitz enerji-momentum kompleksi ise,

$$\Omega^{ac} = \frac{1}{16\pi} S^{acbd}_{\ ,bd} \tag{3.14}$$

şeklinde ifade edilebilir ve burada Ω_0^0 Landau-Lifshitz enerji yoğunluğunu, Ω_β^0 Landau-Lifshitz momentum yoğunluğu bileşenlerini ifade etmektedir (Aguiregabiria ve ark. 1996). Ayrıca Landau-Lifshitz momentum 4-vektörü,

$$P^a = \iiint \Omega^{a0} dx\, dy\, dz \tag{3.15}$$

olur ve Gauss teoremi kullanılarak toplam enerji-momentum,

$$P^{a} = \frac{1}{16\pi} \iint S_{c}^{a\theta 0c} \mu_{\theta} \, dS \tag{3.16}$$

şeklinde ifade edilebilir. Yukarıdaki ifade de μ_θ sonsuz küçük dS yüzey elemanı üzerinden üç bileşenli birim vektörü göstermektedir. Ayrıca burada P^{0} toplam enerji, P^{ϕ} ise toplam momentum bileşenlerini ifade etmektedir.

3.5. Tolman Enerji-Momentum Kompleksi

Tolman süper-potansiyelleri, metrik potansiyelleri ve Chrisstoffel sembolleri kullanılarak,

$$F_{m}^{kl} = \sqrt{-g}\left[-g^{pk}\left(\Gamma_{mp}^{l} + \frac{1}{2}\delta_{m}^{l}\Gamma_{ap}^{a} + \frac{1}{2}\delta_{p}^{l}\Gamma_{am}^{a}\right)\right]$$

$$+\sqrt{-g}\left[\frac{1}{2}\delta_{m}^{k} g^{pz}\left(-\Gamma_{pz}^{l} + \frac{1}{2}\delta_{p}^{l}\Gamma_{az}^{a} + \frac{1}{2}\delta_{z}^{l}\Gamma_{ap}^{a}\right)\right] \tag{3.17}$$

şeklinde tanımlanır. Tolman (1934) tarafından önerilen enerji-momentum tanımı, (3.17) denklemi ile verilen süper-potansiyeller cinsinden aşağıdaki şekilde ifade edilebilir;

$$T_{h}^{g} = \frac{1}{8\pi} F_{h,i}^{g\,i} . \qquad \textbf{(3.18)}$$

Burada, T_{0}^{0} enerji yoğunluğunu, T_{α}^{0} momentum yoğunluğu bileşenlerini ifade etmektedir (Aguiregabiria ve 1996). Toplam momentum 4-vektörü,

$$P_{j} = \iiint T_{j}^{0}\, dx\, dy\, dz \qquad \textbf{(3.19)}$$

şeklindedir. Burada P_{0} Tolman toplam enerjisi, P_{β} ise Tolman toplam momentum bileşenlerini ifade etmektedir. Tolman toplam enerji-momentumları Gauss teoremi yardımıyla μ_{α}, sonsuz küçük 3-bileşenli birim vektörleri kullanılarak, sonsuz küçük dS elemanı üzerinden,

$$P_{r} = \frac{1}{8\pi} \iint F_{r}^{0\,\alpha}\, \mu_{\alpha}\, dS \qquad \textbf{(3.20)}$$

şeklinde de ifade edilir.

3.6. Weinberg Enerji-Momentum Kompleksi

Weinberg tarafından 1972 yılında önerilen enerji-momentum tanımına göre Weinberg süper-potansiyelleri,

$$K^{ert} = \frac{\partial h^{y}_{y}}{\partial x_{e}}\eta^{rt} - \frac{\partial h^{y}_{y}}{\partial x_{r}}\eta^{et} - \frac{\partial h^{ye}}{\partial x^{y}}\eta^{rt} + \frac{\partial h^{yr}}{\partial x^{y}}\eta^{et} + \frac{\partial h^{et}}{\partial x_{r}} - \frac{\partial h^{rt}}{\partial x_{e}} \tag{3.21}$$

şeklindedir. Burada h_{df} tensörleri incelenecek uzay-zamanın metrik potansiyelleri ve Minkowski metriği cinsinden,

$$h_{df} = g_{df} - \eta_{df} \tag{3.22}$$

şeklindedir. Weinberg enerji-momentum kompleksi ise

$$W^{as} = \frac{1}{16\pi} K^{asd}_{\ \ ,d} \tag{3.23}$$

olarak tanımlanmaktadır (Weinberg, 1972) Burada W^{00} Weinberg enerji yoğunluğunu, $W^{0\delta}$ ise Weinberg momentum yoğunluğu bileşenlerini ifade eder. Weinberg momentum 4-vektörü,

$$P_{m} = \iiint W^{0}_{m}\, dx\, dy\, dz \tag{3.24}$$

şeklindedir. Burada P_{0} toplam enerji, P_{v} ise toplam momentum bileşenlerini ifade etmektedir. Gauss teoremi kullanılarak Weinberg momentum 4-vektörü,

$$P_m = \frac{1}{16\pi}\iint W_m^{o\alpha}\,\mu_\alpha\, dS \tag{3.25}$$

şeklinde ifade edilir.

3.7. Papapetrou Enerji-Momentum Kompleksi

Papapetrou tarafından 1948 yılında önerilmiş olan enerji-momentum tanımına göre,

$$N^{inlm} = -\sqrt{-g}\,\left(g^{in}\eta^{lm} - g^{il}\eta^{nm} + g^{lm}\eta^{in} - g^{ln}\eta^{im}\right) \tag{3.26}$$

şeklindedir. Papapetrou süper-potansiyelleri cinsinden Papapetrou enerji-momentum yoğunlukları,

$$\Sigma^{io} = \frac{1}{16\pi}\, N^{iolm}_{\ \ ,lm} \tag{3.27}$$

olarak tanımlanmaktadır (Papapetrou, 1948). Σ^{00} enerji yoğunluğunu, $\Sigma^{0\chi}$ ise momentum yoğunluğunu ifade etmektedir. Enerji-momentum bileşenleri,

$$P^i = \iiint \Sigma^{i0} dx\, dy\, dz \tag{3.28}$$

şeklinde olup, Gauss teoremi yardımıyla Papapetrou momentum 4-vektörleri,

$$P^{i}=\frac{1}{16\pi}\iint N^{i\,0\alpha m}_{\quad\alpha m}\,\mu_{\alpha}\,dS \tag{3.29}$$

olarak verilmektedir (Aguiregabiria ve ark, 1996). Burada μ_{α} sonsuz küçük dS yüzey elemanı üzerinden 3-bileşenli birim vektörü göstermektedir. Ayrıca burada P^{0} Papapetrou toplam enerjisini, P^{ϕ} ise Papapetrou toplam momentum bileşenlerini ifade etmektedir.

Burada adı geçen tüm enerji-momentum tanımları (1.2) denklemiyle verilen enerji-momentum korunum denklemini sağlamaktadırlar (Xulu, 2002).

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Çeşitli Uzay-Zamanların Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Statik olmayan genel küresel simetrik uzay-zaman,

$$ds^2 = B(r,t)dt^2 - A(r,t)dr^2 - 2F(r,t)dt\,dr - D(r,t)r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right) \tag{4.1}$$

olarak tanımlanmaktadır. $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ dönüşümlerini kullanarak (4.1) denklemiyle verilen statik olmayan genel küresel simetrik uzay-zaman kartezyen koordinatlarda

$$ds^2 = B(r,t)dt^2 - D(r,t)(dx^2 + dy^2 + dz^2) + \left[D(r,t) - A(r,t)\right]\left[\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right]^2 \tag{4.2}$$

olarak tanımlanmaktadır ve (4.2), (3.1), (3.4), (3.13), (3.16), (3.21), (3.25) denklemlerinden statatik olmayan genel küresel simetrik uzay-zamanların Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerjileri sırasıyla,

$$E_E = \frac{r\left[B\left(A - D - D'r\right) - F\left(r\dot{D} - F\right)\right]}{2\sqrt{AB + F^2}}, \tag{4.3}$$

$$E_{LL} = \frac{r\,D\left(A - D - r\,D'\right)}{2}, \tag{4.4}$$

$$E_{W} = \frac{r\,\left(A - D - r\,D'\right)}{2} \tag{4.5}$$

şeklinde elde edilir (Virbhadra, 1999; Mirshekari ve Abbasi, 2008). Burada apostrof r koordinatına göre, nokta ise zamana göre türevi göstermektedir. Benzer şekilde genel relativite çerçevesinde çeşitli küresel simetrik uzay-zamanlar için de toplam enerji hesaplanabilir. Bu bölümde (4.1) denklemi ile verilen statik olmayan küresel simetrik uzay-zamana benzer şekilde statik kurt delikleri, skaler alanlı kurt delikleri, elektrik yüklü kurt delikleri, sıfır yoğunlıklu kurt delikleri, sıfır radyal bileşenli kurt delikleri, konformal kurt delikleri, şişen kurt delikleri, Friedmann-Robertson-Walker (FRW) benzeri kurt delikleri, Visser-Kar-Dadlich (VKD) kurt delikleri ile Jenis-Newmann-Winicour (JNW) karadeliği, Garfinkle-Horowitz-Strominger (GHS) karadeliği, Schwarschild karadeliği, Reissner-Nordström (RN) karadeliği ve yüklü karadeliklerin Diyadosfer bölgesi için Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerjileri aşağıdaki gibi incelenmiştir.

4.1.1. Statik Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Einstein ve Rosen tarafından Schwarzschild karadeliği çözümünden yola çıkılarak geliştirilen kurt delikleri farklı uzay-zaman parçaları arasında birer köprü görevi görmektedirler (Einstein ve Rosen, 1935). Farklı uzay-zaman parçalarını birleştirme özelliğinden dolayı zamanda yolculukla ilgili çalışmalarda da sıkça kullanılmaktadırlar (Guts, 1996). Bir kurt deliğinin makroskobik boyutlarda geçilebilir büyüklüğe sahip olması için egzotik maddeler tarafından desteklenmesi gerekmektedir (Morris ve Thorne, 1988). Morris ve Thorne tarafından önerilmiş olan statik kurt deliği uzay-zamanı,

$$ds^2 = e^{2f(r)}dt^2 - \frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right) \qquad \textbf{(4.6)}$$

şeklindedir (Morris ve Thorne, 1988). (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.6) denklemiyle verilen ve küresel simetrik özelliğe sahip statik kurt delikleri $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ şeklindeki koordinat dönüşümleri altında kartezyen koordinatlarda

$$ds^2 = e^{2f(r)}dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right) - \frac{b(r)}{r-b(r)}\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \qquad \textbf{(4.7)}$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki f(r) kayma (hata) fonksiyonu, b(r) ise kurt deliğinin şekil fonksiyonu olarak tanımlanmaktadır (Morris ve ark., 1988). Makroskobik ölçekli geçilebilir kurt delikleri ayrıca zayıf enerji koşulunu ihlal etmektedirler (Morris ve ark., 1988). (4.7) denklemiyle verilen kartezyen koordinatlardaki statik kurt delikleri için (3.1) ve (3.4) denklemleriyle birlikte ele alındığında Einstein enerjisi

$$E_E = \frac{\sqrt{r}\, e^{f(r)}\, b(r)}{2\sqrt{r-b(r)}} \qquad \textbf{(4.8)}$$

olur. Diğer taraftan bu uzay-zamanın Landau-Lifshitz enerjileri ise (4.7), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden

$$E_{LL}=\frac{1}{2}\left(\frac{r\,b(r)}{r-b(r)}\right) \tag{4.9}$$

şeklinde elde edilir. Statik kurt deliklerinin Weinberg enerjileri ise (4.7), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_{W}=\frac{1}{2}\left(\frac{r\,b(r)}{r-b(r)}\right) \tag{4.10}$$

olarak elde edilir,

4.1.2. Skaler Alanlı Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Statik kurt deliklerinin skaler alanlı tam çözümlerinden elde edilen uzay-zamana özel olarak skaler alanlı kurt delikleri denmektedir (Kim ve Lee, 2001). Skaler alan varlığında şekil fonksiyonu bu etkiyi içerecek şekilde $b_{eff}(r)=b(r)-\rho/r$ olarak tanımlanmaktadır (Kim ve Lee, 2001). Burada $b_{eff}(r)$ fonksiyonu, skaler alanlı kurt delikleri ile statik kurt deliklerinin şekil fonksiyonlarını ilişkilendirmektedir. Skaler alanlı kurt deliği uzay-zamanı,

$$ds^{2}=dt^{2}-\frac{dr^{2}}{1-\frac{b(r)}{r}+\frac{\rho}{r^{2}}}-r^{2}\left(d\theta^{2}+\sin^{2}\theta\, d\phi^{2}\right) \tag{4.11}$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada ρ skaler alanı temsil eden ve skaler alanın değişimine bağlı bir niceliktir ve skaler alanı doğuran skaler bir yük gibi davranır (Kim ve Lee, 2001). (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.11) denklemiyle verilen skaler alanlı kurt delikleri uzay-zamanı, $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ dönüşümleri altında

$$ds^2 = dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right) - \frac{r\,b(r) - \rho}{r^2 - r\,b(r) + \rho}\left(\frac{x\ dx + y\ dy + z\,dz}{r}\right)^2 \qquad \textbf{(4.12)}$$

olarak tanımlanmaktadır. Skaler alanlı kurt deliği uzay-zamanının Einstein enerjisi (4.12), (3.1) ve (3.4) denklemlerinin birlikte kullanılmasından,

$$E_E = \frac{(b(r)\,r - \rho)}{2\sqrt{r^2 - r\,b(r) + \rho}} \qquad \textbf{(4.13)}$$

şeklinde elde edilir. Diğer yandan skaler alanlı kurt deliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri (4.12), (3.13) ve (3.16) denklemlerinin birlikte kullanılmasıyla

$$E_{LL} = \frac{r}{2}\left[\frac{b(r)\,r - \rho}{r^2 - b(r)\,r + \rho}\right] \qquad \textbf{(4.14)}$$

olarak elde edilir. Weiberg enerjileri ise (4.12), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{r}{2}\left[\frac{b(r)\,r-\rho}{r^2-b(r)r+\rho}\right] \tag{4.10}$$

olur.

4.1.3. Elektrik Yüklü Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Elektrik yüklü kurt delikleri, küresel simetrik statik Morris-Thorne kurt delikleri ile Reissner-Nordström karadeliklerinin kombinasyonudur (Kim ve Lee, 2001). Statik kurt deliklerinin sadece elektriksel yük varlığındaki elektromanyetik alanlı çözümünden elde edilir. Yüklü kurt delikleri uzay-zamanı küresel formda

$$ds^2 = \left(1+\frac{Q^2}{r^2}\right)dt^2 - \frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}+\frac{Q^2}{r^2}} - r^2\left(d\theta^2+\sin^2\theta\, d\phi^2\right) \tag{4.16}$$

şeklindedir (Kim ve Lee, 2001). Burada Q elektrik yükünü göstermektedir. Elektrik yüklü kurt delikleri, $Q=0$ olduğunda yani yüksüz durumda statik kurt deliklerine, şekil fonksiyonu $b(r)=0$ olduğunda ise kütlesiz Reissner-Nordström kara deliklerine indirgenirler (Kim ve Lee, 2001). (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.16) denklemiyle verilen küresel koordinatlardaki metriği, küresel ve kartezyen koordinatlar arasındaki $x=r\sin\theta\cos\phi$, $y=r\sin\theta\sin\phi$ ve $z=r\cos\theta$ ilişkisi kullanıldığında

$$ds^2 = \left(1 + \frac{Q^2}{r^2}\right)dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right)$$

$$- \frac{r\,b(r) - Q^2}{r^2 - r\,b(r) + Q^2} \left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \qquad \textbf{(4.17)}$$

olur. Elektrik yüklü kurt deliklerinin Einstein enerjilerini hesaplayabilmek için (4.17), (3.1) ve (3.4) denklemleri birlikte kullanılırsa

$$E_E = \frac{r\,b(r) - Q^2}{2r} \sqrt{\frac{r^2 + Q^2}{r^2 - r\,b(r) + Q^2}} \qquad \textbf{(4.18)}$$

elde edilir. (4.17), (3.13) ve (3.16) denklemlerinin birlikte kullanılmasından elektrik yüklü kurt deliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri,

$$E_{LL} = \frac{r\left(r\,b(r) - Q^2\right)}{2\left(r^2 - r\,b(r) + Q^2\right)} \qquad \textbf{(4.19)}$$

olarak elde edilir. (4.17) uzay-zaman metriğinin (3.21), (3.22) ve (3.25) denklemlerinde kullanılmasından ise elektrik yüklü kurt deliklerinin Weinberg enerjileri

$$E_W = \frac{r\left(r\,b(r) - Q^2\right)}{2\left(r^2 - r\,b(r) + Q^2\right)} \qquad \textbf{(4.20)}$$

şeklinde olur.

4.1.4. Sıfır Yoğunluklu Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Makroskobik ölçekte ve geçilebilir özelliklere sahip kurt delikleri zayıf enerji şartlarını ihlal etmektedirler (Adamiak, 2005). Bu ihlal kurt deliklerinin kayma fonksiyonlarını ve şekil fonksiyonlarını belirli şartlarla sınırlandırmaktadır. Küresel simetrik formda bu şartları sağlayabilecek en basit kurt delikleri şekil fonksiyonlarının sabit $b(r) = r_0$ değerini aldığı sıfır yoğunluklu kurt delikleridir (Adamiak, 2005).

$$ds^2 = e^{2f(r)} dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{r_0}{r}} - r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\phi^2 \right). \tag{4.21}$$

(4.16) denklemiyle verilen kurt deliklerinin Einstein alan denklemi çözümlerinden enerji yoğunluğunun $\rho = 0$ olduğu elde edilir ve bu kurt deliklerine bu sebeple sıfır yoğunluklu kurt delikleri denmektedir (Adamiak, 2005). (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.21) denklemi $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ koordinat dönüşümleri uygulandığında kartezyen koordinatlarda

$$ds^2 = e^{2f(r)} dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2 \right) - \frac{r_0}{r - r_0} \left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r} \right)^2 \tag{4.22}$$

olur. Sıfır yoğunluklu kurt deliklerinin Einstein enerjileri (4.22), (3.1) ve (3.4) denklemlerinden,

$$E_E = \frac{r_0 e^{f(r)}}{2}\sqrt{\frac{r}{r-r_0}} \qquad \textbf{(4.23)}$$

olur. Sıfır yoğunluklu kurt deliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri (4.22), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden

$$E_{LL} = \frac{r\,r_0}{2(r-r_0)} \qquad \textbf{(4.24)}$$

olur. Diğer taraftan (4.22), (3.21) ve (3.25) denklemleriyle birlikte kullanılmasından ise sıfır yoğunluklu kurt deliklerin Weinberg enerjileri ise

$$E_W = \frac{r\,r_0}{2(r-r_0)} \qquad \textbf{(4.25)}$$

olarak elde edilir.

4.1.5. Sıfır Radyal Bileşenli Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Küresel simetrik statik kurt deliklerinden kırmızıya kayma fonksiyonunun $f(r)=0$ sonlu değerini alan kurt deliği çeşidine özel olarak sıfır radyal bileşenli kurt delikleri denmektedir (Adamiak, 2005). Sıfır radyal bileşenli kurt delikleri uzay-zamanı küresel formda aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır (Adamiak, 2005) :

$$ds^2 = dt^2 - \frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right). \tag{4.26}$$

Sıfır radyal bileşenli kurt deliklerinde radyal yönde bir hareket söz konusu değildir. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.26) metriğinde $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ koordinat dönüşümleri kullanılırsa sıfır radyal bileşenli kurt deliklerinin kartezyen formu

$$ds^2 = dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right) - \frac{b}{r-b(r)}\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \tag{4.27}$$

şeklinde ifade edilir. (4.27), (3.1) ve (3.4) denklemlerinden sıfır radyal bileşenli kurt deliklerinin Einstein enerjileri

$$E_E = \frac{\sqrt{r}}{2}\frac{b(r)}{\sqrt{r-b(r)}} \tag{4.28}$$

olur. Sıfır radyal bileşenli kurt deliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri ise (4.27), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden

$$E_{LL} = \frac{r}{2}\left(\frac{b(r)}{r-b(r)}\right) \tag{4.29}$$

olur. Diğer taraftan yine bu tür kurt deliklerinin Weinberg enerjileri (4.27), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{r}{2}\left(\frac{b(r)}{r-b(r)}\right) \tag{4.30}$$

olarak elde edilirler.

4.1.6. Konformal Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Riemann uzayına ait simetrilerden biri olan konformal simetriler genel olarak,

$$\varsigma_a g_{mn} = \bar{g}_{mn} = \Omega^2 g_{mn} \tag{4.31}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada Ω konformal faktörü, g_{mn} Riemann uzayında tanımlı metrik tensörü ve $a = a^m(x^n)\frac{\partial}{\partial x^m}$ şeklindeki simetriyi doğuran vektör alanını göstermektedir (Vald, 1984). Vald (1984) $\varsigma_a g_{mn}$ ifadesinin g_{mn} metriğinin a vektör alanındaki Lie türevi olduğunu ve $\bar{g}_{mn}$'nün ise dönüşmüş koordinatlardaki metrik tensörü ifade ettiğini göstermiştir. Bu özelliklerden hareketle, Kar ve Shadev (1996)

$$ds^2 = \Omega^2(t)\left[dt^2 - \frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right)\right] \tag{4.32}$$

şeklindeki konformal kurt deliklerini önermişlerdir. Burada Ω konformal faktörü tanımlamaktadır. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak küresel koordinatlarda (4.32) denklemiyle verilen konformal kurt deliklerine $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ dönüşümleri uygulandığında

$$ds^2 = \Omega^2(t)\, dt^2 - \Omega^2(t)\left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right)$$
$$-\Omega^2(t)\frac{b(r)}{r-b(r)}\left(\frac{x\, dx + y\, dy + z\, dz}{r}\right)^2 \tag{4.33}$$

elde edilir. Konformal kurt deliği uzay-zamanını için Einstein enerjileri (4.33), (3.1) ve (3.4) denklemlerinin birlikte kullanılmasından

$$E_E = \frac{\sqrt{r}\,\Omega^2(t)\, b(r)}{2\sqrt{r-b(r)}} \tag{4.34}$$

olarak hesaplanır. Landau-Lifshitz enerjileri, (4.33), (3.13) ve (3.16) denklemlerinde kullanılmasıyla

$$E_{LL} = \frac{r\Omega^4(t)b(r)}{2(r-b(r))} \tag{4.35}$$

olur. Diğer taraftan konformal kurt deliklerinin Weinberg enerjileri (4.33), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{r\Omega^2(t)b(r)}{2(r-b(r))} \tag{4.36}$$

olarak elde edilir.

4.1.7. Şişen Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Zamana bağlı olarak genişleyen ve şişen kurt delikleri olarak adlandırılan kurt deliği çeşidi

$$ds^2 = e^{2f(r)}dt^2 - e^{2\chi t}\left[\frac{dr^2}{1-\frac{b(r)}{r}} + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right)\right] \tag{4.37}$$

olarak tanımlanmaktadır (Roman, 1993). Burada $e^{2\chi t}$ de-Sitter ölçüt faktörüdür. χ ise kozmolojik sabite bağlı olarak $\chi = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$ şeklinde tanımlanan sabittir. Roman (1993), mikroskobik boyuttaki kurt deliklerinin genişleyerek geçilebilir özelliğe sahip olacağını göstermiş ve bu kurt deliği modelini önermiştir. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak küresel koordinatlardaki şişen kurt deliklerinin $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ koordinat dönüşümleri altında ifadesi

$$ds^2 = e^{2f(r)}\, dt^2 - e^{2\chi t}\left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right) - \frac{e^{2\chi t}\, b(r)}{r - b(r)}\left(\frac{x\, dx + y\, dy + z\, dz}{r}\right)^2 \qquad \textbf{(4.38)}$$

şeklinde olur. Şişen kurt deliklerinin Einstein enerjileri (4.38), (3.1) ve (3.4) denklemlerinden

$$E_E = \frac{\sqrt{r}\; e^{\chi t + f(r)}\; b(r)}{2\sqrt{r - b(r)}} \qquad \textbf{(4.39)}$$

olarak elde edilir. Landau-Lifshitz enerjileri (4.38), (3.13) ve (3.16) denklemlerinin birlikte kullanılmasından

$$E_{LL} = \frac{r\, e^{4\chi t}\, b(r)}{2\left(r - b(r)\right)} \qquad \textbf{(4.40)}$$

olur. Weinberg enerjileri ise (4.38), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{r e^{2\chi t} b(r)}{2(r - b(r))} \tag{4.41}$$

şeklinde bulunur .

4.1.8. Friedmann-Robertson-Walker (FRW) Benzeri Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Kozmolojik kurt deliği de denilen Friedmann-Robertson-Walker kurt delikleri

$$ds^2 = e^{2f(r)} dt^2 - R^2(t)\left[\frac{dr^2}{1 - kr^2 - \frac{b(r)}{r}} + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right)\right] \tag{4.42}$$

şeklindeki uzay-zaman geometrisi ile ifade edilmektedirler (Li-Xin Li, 2001). $R(t)$ evrenin ölçüt faktörü olup, k uzayın eğriliğini gösteren ve 1, -1, 0 değerlerini alan sabittir. (4.1) ve (4.2) denklemlerinin dönüşümlerine benzer olarak küresel koordinatlarda verilen (4.42) uzay-zamanı, $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ dönüşümleri altında, kartezyen koordinatlarda

$$ds^2 = e^{2f(r)} dt^2 - R^2(t)\left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right)$$

$$- \frac{R^2(t)\left(kr^3 + b(r)\right)}{r - kr^3 - b(r)}\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \tag{4.43}$$

olarak ifade edilmektedir. FRW benzeri kurt deliği uzay-zamanının Einstein enerjileri (4.43), (3.1) ve (3.4) denklemlerinden

$$E_E = \frac{\sqrt{r}\, e^{f(r)} R(t)\left(k r^3 + b(r)\right)}{2\sqrt{r - k r^3 - b(r)}} \tag{4.44}$$

olur. FRW-kurt deliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri (4.43), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden,

$$E_{LL} = \frac{r R^4(t)\left(k r^3 + b(r)\right)}{2\left(r - k r^3 - b(r)\right)} \tag{4.45}$$

olur. Weinberg enerjileri ise (4.43), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{r R^2(t)\left(k r^3 + b(r)\right)}{2\left(r - k r^3 - b(r)\right)} \tag{4.46}$$

şeklindedir.

4.1.9. Visser-Kar-Dadlich (VKD) Kurt Deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

(4.6) denklemiyle tanımlanan statik kurt deliklerinde şekil fonksiyonu $b(r) = 2M$ sabitine eşit olursa bu tür uzay-zamanlara Visser-Kar-Dadlich kurt deliği uzay-zamanı denir ve aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır (Visser ve ark. 2003).

$$ds^2 = e^{2f(r)}dt^2 - \frac{dr^2}{1-\frac{2M}{r}} - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right). \qquad \textbf{(4.47)}$$

Visser ve ark. (2003) VKD-kurt deliklerinin geçilebilir olması için egzotik maddelerce desteklenmesi gerektiğini göstermişler ve modellerinde esas olarak Schwarzschild modelini kullanmışlardır. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak küresel koordinatlardaki (4.47) metriğini kartezyen koordinatlara çevirebilmek amacıyla $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ bağıntıları kullanılırsa

$$ds^2 = e^{2f(r)}dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right) - \frac{2M}{r-2M}\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \qquad \textbf{(4.48)}$$

elde edilir. (4.48), (3.1), ve (3.4) denklemlerinden VKD-kurt deliği uzay-zamanının Einstein enerjileri

$$E_E = \frac{\sqrt{r}\,e^{f(r)}M}{\sqrt{r-2M}} \qquad \textbf{(4.49)}$$

şeklindedir. VKD-kurt deliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri ise (4.48), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden

$$E_{LL} = \frac{M}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} \tag{4.50}$$

olur. Aynı tür kurt deliklerinin Weinberg enerjileri ise benzer şekilde (4.48), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_{W} = \frac{M}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} \tag{4.51}$$

olur.

4.1.10. Schwarzschild Karadeliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

M kütleli, statik ve yüksüz bir kara delik çözümü olan Schwarzschild kara delikleri uzay-zamanı aşağıdaki biçimde ifade edilir (Chandrasekhar., 1992)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2 \theta \, d\phi^2\right) \tag{4.52}$$

Burada olay ufku, $r_{eh} = 2M$ olarak tanımlıdır. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak küresel koordinatlarda verilen (4.52) denklemiyle verilen uzay-zamanı, $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ koordinat dönüşümleri altında

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2M}{r}\right)dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right) - \frac{2M}{r - 2M}\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \qquad \textbf{(4.53)}$$

olur. Schwarzschild karadeliğinin Einstein enerjileri (4.53), (3.1) ve (3.4) denklemleri yardımıyla

$$E_E = M \qquad \textbf{(4.54)}$$

olur. Landau-Lifshitz enerjileri (4.53), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden

$$E_{LL} = \frac{M}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} \qquad \textbf{(4.55)}$$

olarak elde edilir ve benzer şekilde Schwazrschild karadeliklerinin Weinberg enerjileri ise (4.53), (3.21) ve (3.25) denklemleri yardımıyla

$$E_W = \frac{M}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} \qquad \textbf{(4.56)}$$

şeklindedir.

4.1.11. Reissner-Nordström (RN) Karadeliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

M kütleli ve Q yüklü kara delik uzay-zamanını ifade eden Reissner-Nordström karadelikleri uzay-zamanı aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır (Chandrasekhar, 1992)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right) \quad \textbf{(4.57)}$$

Burada $r_{\pm} = M \pm \sqrt{M^2 - Q^2}$ noktalarında iki adet tekillik mevcuttur ve $M \geq Q$ koşulu sağlanmalıdır. Buradaki r_+ dış olay ufku, r_- iç (Cauchy) olay ufku olarak tanımlanmaktadır (Alavi, 2009). (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak küresel formdaki (4.57) denklemiyle verilen uzay-zaman metriğine $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ dönüşümleri uygulanırsa

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2}\right) dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right)$$

$$- \frac{2Mr - Q^2}{r^2 - 2Mr + Q^2}\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \quad \textbf{(4.58)}$$

elde edilir. (4.58) denkleminin (3.1) ve (3.4) denklemlerinde kullanılmasıyla Einstein enerjisi

$$E_E = M - \frac{Q^2}{2r} \tag{4.59}$$

olarak elde edilir. Landau-Lifshitz enerjisi (4.53) denkleminin (3.13) ve (3.16) denklemleri ile kullanılmasından

$$E_{LL} = \frac{r\,(2Mr - Q^2)}{2\left(r^2 - 2Mr + Q^2\right)} \tag{4.60}$$

şeklinde bulunur. Diğer taraftan Reissner-Nordström karadeliklerinin Weinberg enerjileri ise (4.58), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{r\,(2Mr - Q^2)}{2\left(r^2 - 2Mr + Q^2\right)} \tag{4.61}$$

olarak elde edilir .

4.1.12. Yüklü Karadeliklerin Diyadosfer Bölgesi için Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Ruffini tarafından (1999) yüklü bir karadeliğin olay ufkunun, diyadosfer olarak adlandırılan özel bir bölgeyle çevrili olduğu ve bu bölgede elektron-pozitron çiftlerinin üretildiği önerilmiştir. Yüklü bir kara deliğin diyadosfer bölgesine ait geometri

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} - \frac{\sigma Q^4}{5r^6}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} - \frac{\sigma Q^4}{5r^6}\right)^{-1} dr^2$$

$$- r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\phi^2) \quad \textbf{(4.62)}$$

şeklinde tanımlanmaktadır (De Lorenci ve ark., 2001). Burada $\sigma = 0$ olarak seçilirse Reisner-Nordström karadeliği elde edilmektedir. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.62) denklemiyle ifade edilen küresel simetrik uzay-zamanın kartezyen koordinatlarda yazılabilmesi için $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ koordinat dönüşümleri uygulanabilir ve bu işlem yapıldığında

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} - \frac{\sigma Q^4}{5r^6}\right) dt^2 - \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right)$$

$$- \left(\frac{10M r^5 - 5Q^2 r^4 + \sigma Q^4}{5r^6 - 10Mr^5 + 5Q^2 r^4 - \sigma Q^4}\right)\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \quad \textbf{(4.63)}$$

olur. Yüklü karadeliklerin dyadosfer bölgeleri için Einstein enerjileri (4.63), (3.1) ve (3.4) denklemlerinin birlikte kullanılmasıyla

$$E_E = M - \frac{Q^2}{2r} + \frac{\sigma Q^4}{10 r^5} \quad \textbf{(4.64)}$$

olarak elde edilir. Bu tür karadeliklerin Landau-Lifshitz enerjileri ise (4.63), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden

$$E_{LL} = \frac{2M - \frac{Q^2}{r} + \frac{\sigma Q^4}{5 r^5}}{2\left(1 + \frac{Q^2}{r} - \frac{2M}{r} - \frac{\sigma Q^4}{5 r^6}\right)} \quad \textbf{(4.65)}$$

olur. Yine aynı tür uzay-zamanın Weinberg enerjileri ise (4.63), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{2M - \frac{Q^2}{r} + \frac{\sigma Q^4}{5 r^5}}{2\left(1 + \frac{Q^2}{r} - \frac{2M}{r} - \frac{\sigma Q^4}{5 r^6}\right)} \quad \textbf{(4.66)}$$

olarak elde edilir.

4.1.13. Jenis-Newman-Winicour (JNW) Karadeliğinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

M kütleli, q yüklü ve $\Phi = \frac{q}{B\sqrt{4\pi}}\ln\left(1-\frac{B}{r}\right)$ skaler alanına sahip karadelik çeşitlerine özel olarak Jenis-Newman-Winicour karadelikleri denmektedir ve

$$ds^2 = \left(1-\frac{B}{r}\right)^{\mu} dt^2 - \left(1-\frac{B}{r}\right)^{-\mu} dr^2 - \left(1-\frac{B}{r}\right)^{1-\mu} r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right) \quad \textbf{(4.67)}$$

olarak tanımlanmaktadır (Virbhadra, 1997). Burada $\mu = \frac{2M}{B}$ ve $B = 2\sqrt{M^2 + q^2}$ şeklindedir ve q=0 için Schwarzschild karadeliği çözümü elde edilir. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.67) denklemiyle verilen küresel simetrik JNW-karadelikleri $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ dönüşümleri altında kartezyen koordinatlarda

$$ds^2 = \left(1-\frac{B}{r}\right)^{\mu} dt^2 - \left(1-\frac{B}{r}\right)^{1-\mu}\left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right)$$
$$-\left[\left(1-\frac{B}{r}\right)^{\mu} - \left(1-\frac{B}{r}\right)^{1-\mu}\right]\left(\frac{x\,dx + y\,dy + z\,dz}{r}\right)^2 \quad \textbf{(4.68)}$$

şeklinde ifade edilmektedir. JNW-karadeliklerinin Einstein enerjileri (4.68), (3.1) ve (3.4) denklemlerinden

$$E_E = \frac{B\mu}{2} \tag{4.69}$$

olur. JNW-karadeliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri (4.68), (3.13) ve (3.16) denklemlerinden

$$E_{LL} = \frac{B\mu}{2}\left(1-\frac{B}{r}\right)^{1-2\mu} \tag{4.70}$$

olur. Diğer taraftan bu tür karadeliklerin Weinberg enerjileri ise (4.68), (3.21) ve (3.25) denklemlerinden

$$E_W = \frac{B\mu}{2}\left(1-\frac{B}{r}\right)^{1-\mu} \tag{4.71}$$

olur.

4.1.14. Garfinkle-Horowitz-Strominger (GHS) Karadeliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg Enerjileri

Statik, asimptotik düz, küresel simetrik uzay-zaman aşağıdaki biçimde ifade edilir

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_+}{r}\right)\left(1 - \frac{r_-}{r}\right)^{\nu} dt^2 - \left(1 - \frac{r_+}{r}\right)^{-1}\left(1 - \frac{r_-}{r}\right)^{-\nu} dr^2$$

$$- \left(1 - \frac{r_-}{r}\right)^{1-\nu} r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2\right) \qquad \textbf{(4.72)}$$

şeklindedir (Horne ve Horowitz, 1992). Burada $\nu = \dfrac{1-\lambda^2}{1+\lambda^2}$ olarak tanımlanmaktadır. Ayrıca dilaton alanı $e^{2\Phi} = \left(1 - \dfrac{r_-}{r}\right)^{\frac{1-\nu}{\lambda}}$ biçiminde ifade edilir. Kütle $M = \dfrac{r_+ + \nu\, r_-}{2}$, yük ise $e^2 = \dfrac{r_+ r_-}{1+\lambda^2}$ biçiminde ifade edilir. Virbhadra (1997), $e = 0$ durumunda Garfinkle-Horowitz-Strominger çözümünün, Jenis-Newman-Winicour çözümüne indirgendiğini göstermiştir. (4.1) ve (4.2) denklemleriyle verilen dönüşümlere benzer olarak (4.72) denklemiyle verilen geometri kartezyen koordinatlarda $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$ ve $z = r\cos\theta$ dönüşümleri yardımıyla

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_+}{r}\right)\left(1 - \frac{r_-}{r}\right)^{\nu} dt^2 - \left(1 - \frac{r_-}{r}\right)^{1-\nu} \left(dx^2 + dy^2 + dz^2\right)$$

$$- \left(\frac{r\, r_- + r\, r_+ - r_-\, r_+}{r\left(r - r_+\right)}\right)\left(\frac{x\, dx + y\, dy + z\, dz}{r}\right)^2 \qquad \textbf{(4.73)}$$

şeklinde ifade edilebilir. GHS-karadeliklerinin Einstein enerjileri (4.73), (3.1) ve (3.4) denklemleri yardımıyla

$$E_E = \frac{r\,r_+ + \nu\, r_-\left(r - r_+\right)}{2\,r} \qquad \textbf{(4.74)}$$

olarak elde edilir. (4.73) metriği (3.13) ve (3.16) denklemlerinde kullanılırsa GHS-karadeliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri

$$E_{LL} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{r_-}{r}\right)^{1-2\nu}\left(\frac{r\,r_+ + \nu\, r\, r_- - \nu\, r_-\, r_+}{r_- - r_+}\right) \qquad \textbf{(4.75)}$$

olur. Benzer şekilde (4.73), (3.21) ve (3.25) denklemleriyle birlikte kullanıldığında GHS-karadeliklerinin Weinberg enerjileri

$$E_W = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{r_-}{r}\right)^{-\nu}\left(\frac{r\,r_+ + \nu\, r\, r_- - \nu\, r_-\, r_+}{r_- - r_+}\right) \qquad \textbf{(4.76)}$$

olarak elde edilir.

4.2 Çeşitli Uzay-Zamanların Genel Relativite Çerçevesinde Møller Enerji-Momentum Dağılımları

4.2.1. Silindirik Simetrik Kurt Deliklerinin Møller Enerji ve Momentum Dağılımları

Statik kurt delikleri Morris ve Thorne (1988) tarafından önerilmiş ve geçilebilirlik özellikleri incelenmiştir. Küresel simetrik statik kurt delikleri, silindirik simetriye sahip olacak şekilde Kuhfitting (2005) tarafından aşağıdaki şekilde önerilmiştir.

$$ds^2 = e^{2\phi}dt^2 - \frac{1}{1-b/\rho}d\rho^2 - K^2\left(\rho^2 d\theta + dz^2\right) \tag{4.77}$$

Buradaki fonksiyonlar $\phi = \phi(\rho, z)$, $K = K(\rho, z)$ ve $b = b(\rho, z)$ şeklinde ρ ve z koordinatlarına bağlıdırlar. Küresel simetrik kurt deliklerindeki gibi şekil fonksiyonları $b = b(\rho, z)$ fonksiyonlarıdır. Şekil fonksiyonlarının sadece ρ koordinatına bağlı olduğu durumda yani $b = b(\rho)$ ise bu fonksiyon kurt deliğinin kütlesini tanımlar. $\phi = \phi(\rho, z)$ fonksiyonu kırmızıya kayma fonksiyonudur. $K = K(\rho, z)$ fonksiyonu ise ρ koordinatına göre azalmayan pozitif bir fonksiyon olup, orjinden olan radyal uzaklığın bir ifadesidir (Kuhfitting, 2005). Silindirik simetrik kurt deliklerinin Møller enerji dağılımı (4.77), (3.5) ve (3.6) denklemlerinden

$$\tau_{0}^{0}=-\frac{e^{\phi}}{8\pi(\rho-b)^{3/2}\sqrt{\rho}}[\phi_{\rho}K^{2}\left(2\rho^{2}-3\rho b+b^{2}\right)+\left(\rho^{2}-2\rho b+b^{2}\right)$$

$$\left[2\phi_{\rho\rho}\rho K^{2}+2\phi_{\rho}^{2}\rho K^{2}+4\phi_{\rho}K\rho K_{\rho}\right]+(b-\rho)\left[\phi_{\rho}K^{2}b_{\rho}\rho-2\phi_{zz}\rho^{2}-2\phi_{z}^{2}\rho^{2}\right]$$

$$+\rho^{2}b_{z}\phi_{z}] \tag{4.78}$$

olur ve Møller momentum dağılımları ise

$$\tau_{1}^{0}=\tau_{2}^{0}=\tau_{3}^{0}=0 \tag{4.79}$$

olarak elde edilir.

4.2.2 Gödel Tipi Kurt Deliklerinin Møller Enerji ve Momentum Dağılımları

Hayalet enerjili ve Chaplygin gazlı domain walllar tarafından desteklenen Gödel tipli katı rotasyon yapan kurt delikleri

$$ds^{2}=dt^{2}-\frac{dr^{2}}{1+r^{2}}-r^{2}\left(d\theta^{2}+\sin^{2}\theta\,d\phi^{2}\right)+2\sqrt{2}\,r^{2}\sin^{2}\theta\,d\phi\,dt \tag{4.80}$$

olarak tanımlanmaktadırlar ve silindirik koordinatlarda ifade edilmesi halinde silindirik koordinatlarda verilen Gödel evreniyle çakışmasından dolayı bu tür kurt deliklerine Gödel tipi kurt delikleri denmektedir (Aygün, 2007). Gödel tipi kurt delikleri kapalı zamansal yörüngelere sahip olmaktadır ve zamanda yolculuğa izin vermektedir. Bu özellikleri dikkate alındığında farklı evren bölgelerini ilişkilendirmesi nedeniyle oldukça önem taşımaktadır. Gödel tipi kurt deliklerinin Møller enerji dağılımı (4.80), (3.5) ve (3.6) denklemlerinden,

$$\tau_0^0 = \frac{1}{\pi}\frac{r^2 \sin^2\theta \left(1+3r^2\sin^2\theta+3r^4\sin^4\theta\right)}{\left(1+2r^2\sin^2\theta\right)^{3/2}\sqrt{1+r^2}} \tag{4.81}$$

ve Møller momentum dağılımı ise

$$\tau_1^0 = \tau_2^0 = \tau_3^0 = 0 \tag{4.82}$$

olarak elde edilirler (Türkoğlu ve Ulu, 2009).

4.2.3. Sicimlerin Møller Enerji ve Momentum Dağılımları

Sicimler yüksek boyutlarda karadeliklerin vakum çözümleri olup yüksek boyutlu Weyl-tipli uzay-zamanlardır. 5-boyutlu Weyl tipi uzay-zamanlar

$$ds^2 = -A^2 dt^2 + B^2 dr^2 + C^2 r^2 \left(d\theta^2 + sin^2\theta \; d\phi^2\right) + D^2 dy^2 \tag{4.83}$$

olarak tanımlanmaktadır (Coley ve Pelavas, 2006). Metrik potansiyellerin

$$A=\left(1-\frac{2M}{r^2}\right)^{1/2} \qquad B=\left(1-\frac{2M}{r^2}\right)^{-1/2} \qquad C=1 \qquad D=R \tag{4.84}$$

olarak seçilmesi durumunda (4.83) denklemiyle verilen uzay-zamanlar sicimleri gösterirler (Coley ve Pelavas, 2006). Burada R sabittir. Sicimlerin Møller enerji dağılımları (4.84), (3.5) ve (3.6) denklemlerinden

$$\tau_0^0=\frac{MR\sin\theta}{2\pi\ r^2} \tag{4.85}$$

olarak elde edilir. Diğer taraftan Møller momentum dağılımları ise

$$\tau_1^0=\tau_2^0=\tau_3^0=0 \tag{4.86}$$

olarak elde edilir (Ulu ve Türkoğlu, 2009a).

4.2.4. 5-Boyutlu Schwarzschild Karadeliklerinin Møller Enerji ve Momentum Dağılımları

5-Boyutlu Schwarschild karadelikleri üç boyutlu yüzeyler üzerinden genelleştirilmiştir. (4.83) denklemiyle verilen 5-boyutlu Weyl tipi uzay-zamanın metrik potansiyelleri

$$A = \left(1 - \frac{2M}{r^2}\right)^{1/2} \qquad B = \left(1 - \frac{2M}{r^2}\right)^{-1/2} \qquad C = 1 \qquad D = r\,\sin\theta\,\sin\phi \qquad \textbf{(4.87)}$$

olarak seçilirse bu tür uzay-zamanlar 5-boyutlu asimptotik düz statik bir karadelik çözümü olan 5-boyutlu Schwarzschild karadeliklerini gösterirler (Coley ve Pelavas, 2006). 5-boyutlu Schwarzschild karadeliklerinin Møller enerji dağılımı (4.83), (4.87) ve (3.5), (3.6) denklemlerinden

$$\tau_0^{\ 0} = 0 \qquad \textbf{(4.88)}$$

olarak elde edilir. Diğer taraftan Møller momentum dağılımları ise

$$\tau_1^{\ 0} = \tau_2^{\ 0} = \tau_3^{\ 0} = 0 \qquad \textbf{(4.89)}$$

şeklindedir (Ulu ve Türkoğlu, 2009b).

4.3 Bazı Uzay-Zamanların Tolman Enerji-Momentum Dağılımları

4.3.1. Hawking Kurt Deliklerinin Tolman Enerji ve Momentum Dağılımları

Kütlesiz skaler alanlı Einstein alan denklemlerinin konformal çözümü olan Hawking kurt delikleri

$$ds^2 = \left(1 - \frac{b(r)^2}{x^\alpha x_\alpha}\right)^2 \eta_{ab}\, dx^a\, dx^b \qquad \textbf{(4.90)}$$

olarak tanımlanmaktadır (Culetu, 1990). Burada $A = 1 - \frac{b(r)^2}{x^\alpha x_\alpha}$ şeklindedir. (4.90), (3.17), (3.18) denklemlerinden Hawking kurt deliklerinin Tolman enerji ve momentum dağılımları sırasıyla,

$$T_0^0 = -\frac{1}{4\pi}\left[A_x^{\,2} + A_y^{\,2} + A_z^{\,2} + A\left(A_{xx} + A_{yy} + A_{zz}\right)\right] \qquad \textbf{(4.91)}$$

ve

$$T_1^0 = -\frac{1}{4\pi}\left[A_t A_x + A A_{xt}\right], \qquad \textbf{(4.92)}$$

$$T_2^0 = -\frac{1}{4\pi}\left[A_t A_y + A A_{yt}\right], \qquad \textbf{(4.93)}$$

$$T^{0}_{3} = -\frac{1}{4\pi}\left[A_{t}A_{z} + AA_{zt}\right] \qquad \textbf{(4.94)}$$

şeklinde elde edilir.

4.3.2. Marder Uzay-Zamanının Tolman Enerji ve Momentum Dağılımları

Marder (1958)'ın homojen ve anizotropik evren modeli

$$ds^{2} = A(t)^{2}\left(dt^{2} - dx^{2}\right) - B(t)^{2}dy^{2} - C(t)^{2}dz^{2} \qquad \textbf{(4.95)}$$

şeklindedir. Homojen ve anizotropik evren modelleri erken evren ve evriminin anlaşılması açısından önem taşımaktadır (Marder, 1958). Marder uzay-zamanı için Tolman enerji ve momentum dağılımları (4.95), (3.17), (3.18) denklemlerinden sırasıyla

$$T^{0}_{0} = 0 \qquad \textbf{(4.96)}$$

$$T^{0}_{1} = T^{0}_{2} = T^{0}_{3} = 0 \qquad \textbf{(4.97)}$$

olarak elde edilir.

4.3.3. Statik Einstein Evreninin Tolman Enerji ve Momentum Dağılımları

Statik, homojen ve anizotropik evren modellerinden olan statik Einstein evreni

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 - \frac{(x\,dx + y\,dy + z\,dz)^2}{b^2 - (x^2 + y^2 + z^2)} \qquad \textbf{(4.98)}$$

olarak tanımlanmaktadır (Bonnor ve Vaidya, 1970). Burada b sabittir. Statik Einstein evreni için Tolman enerji-momentum dağılımları (4.98), (3.17), (3.18) denklemleri kullanılarak sırasıyla

$$T_0^0 = -\frac{2r^2 - 3b^2}{8\pi b\left(b^2 - r^2\right)^{\frac{3}{2}}} \qquad \textbf{(4.99)}$$

$$T_1^0 = T_2^0 = T_3^0 = 0 \qquad \textbf{(4.100)}$$

olarak elde edilir.

4.3.4. Domain Wall'ların Tolman Enerji ve Momentum Dağılımları

Erken evrendeki kendiliğinden simetri kırılmalarından kaynaklanan kararlı topolojik kusurladan olan domain wall,

$$ds^2 = \left(1 - K|x|\right)^2 dt^2 - dx^2 - \left(1 - K|x|\right)^2 e^{2\mathrm{K}t}\left(dy^2 + dz^2\right) \quad \textbf{(4.101)}$$

olarak tanımlanmaktadır (Vilenkin ve Shellard, 1994). Burada $\mathrm{K} = 2\pi G\sigma$ ve σ ise domain wall gerilim (stres) tensörüdür. (4.101) metriği $0 \le x < \infty$ aralığında

$$ds^2 = \left(1 - K\,x\right)^2 dt^2 - dx^2 - \left(1 - K\,x\right)^2 e^{2\mathrm{K}t}\left(dy^2 + dz^2\right) \quad \textbf{(4.102)}$$

olur. (4.102), (3.17) ve (3.18) eşitliklerinden $0 \le x < \infty$ aralığında Tolman enerji ve momentumları,

$$T_0^0 = \frac{1}{2\pi}\left(1 - K\,x\right)K^2 e^{2\mathrm{K}t} \quad \textbf{(4.103)}$$

$$T_1^0 = -\frac{1}{4\pi} K^2 e^{2\mathrm{K}t} \quad \textbf{(4.104)}$$

$$T_2^0 = T_3^0 = 0 \quad \textbf{(4.105)}$$

şeklinde elde edilir. (4.101) denklemiyle verilen domain walllar $-\infty < x < 0$ aralığında ise,

$$ds^2 = \left(1 + K\,x\right)^2 dt^2 - dx^2 - \left(1 + K\,x\right)^2 e^{2\mathrm{K}t}\left(dy^2 + dz^2\right) \quad \textbf{(4.106)}$$

olur. (4.106), (3.17) ve (3.18) eşitliklerinden $-\infty < x < 0$ aralığında Tolman enerji ve momentumları,

$$T^{0}_{0} = -\frac{1}{2\pi}\left(1 + K x\right)K^{2} e^{2Kt} \tag{4.107}$$

$$T^{0}_{1} = -\frac{1}{4\pi} K^{2} e^{2Kt} \tag{4.108}$$

$$T^{0}_{2} = T^{0}_{3} = 0 \tag{4.109}$$

şeklinde elde edilir.

4.3.5. Sicimlerin Tolman Enerji ve Momentum Dağılımları

Erken evrendeki kendiliğinden simetri kırılmaları sırasında ortaya çıkan bir boyutlu topolojik hatalar olan sicimler

$$ds^{2} = dt^{2} - \left(\frac{x^{2} + y^{2} a^{2}}{x^{2} + y^{2}}\right)dx^{2} - \left(\frac{y^{2} + x^{2} a^{2}}{x^{2} + y^{2}}\right)dy^{2} - \left(\frac{2 x y\left(a^{2} - 1\right)}{x^{2} + y^{2}}\right)dx\,dy - dz^{2} \tag{4.110}$$

olarak tanımlanmaktadır (Vilenkin ve Shellard, 1994). Burada $a=\sqrt{1-8G\mu}$, $G\mu=\left(\dfrac{\eta}{m_{pl}}\right)^2$ şeklindedir ve η sicim simetrisi kırılma ölçütü, m_{pl} ise Planck kütlesini göstermektedir. (4.110) denklemiyle verilen sicimlerin Tolman enerji-momentum dağılımları (3.17), (3.18) denklemlerinden sırasıyla

$$T_0^0=-\frac{\left(a^2-1\right)\left(x^4+y^4-6x^2y^2\right)}{4\pi a\left(x^2+y^2\right)^3} \tag{4.111}$$

ve

$$T_1^0=T_2^0=T_3^0=0 \tag{4.112}$$

şeklindedir.

4.3.6. Szekeres Tip-I Uzay-Zamanı için Tolman Enerji ve Momentum Dağılımları

Szekeres (1975), kozmolojik sabit içeren Einstein alan denklemlerinin homojen olmayan tam çözümlerini elde etmiştir. Bu modellerde eğriliğin kaynağı; genişleme, dönmesiz ve geodezik tozdur. Bu çözümler özelliklerine göre iki tip altında incelenmektedir. Szekeres tip-I evren modeli

$$ds^2=dt^2-e^{2B}\left(dx^2+dy^2\right)-e^{2A}dz^2 \tag{4.113}$$

olarak tanımlanmaktadır (Tamimura ve Motta, 1990). Burada A ve B fonksiyonları t, x, y, z koordinatlarına bağlıdır. Szekeres tip-I uzay-zamanının Tolman enerji-momentum dağılımları (4.113), (3.17), (3.18) denklemlerinden sırasıyla

$$T^0_0 = -\frac{1}{8\pi}\left[e^{A}\left(A_x B_x + A_x{}^2 + B_{xx} + A_{xx} + A_y B_y + A_y{}^2 + B_{yy} + A_{yy}\right)\right] + \frac{1}{8\pi}\left[2e^{2B-A}\left(2B_z{}^2 - B_z A_z + B_{zz}\right)\right] \qquad \textbf{(4.114)}$$

$$T^0_1 = -\frac{1}{8\pi}\left[e^{2B+A}\left(2A_t B_x + A_t A_x + A_{xt} + 2B_x B_t + A_x B_t + B_{xt}\right)\right] \qquad \textbf{(4.115)}$$

$$T^0_2 = -\frac{1}{8\pi}\left[e^{2B+A}\left(2A_t B_y + A_y A_t + A_{yt} + 2B_y B_t + B_t A_y + B_{yt}\right)\right] \qquad \textbf{(4.116)}$$

$$T^0_3 = -\frac{1}{4\pi}\left[e^{2B+A}\left(2B_z B_t + B_t A_z + B_{zt}\right)\right] \qquad \textbf{(4.117)}$$

olarak elde edilir.

4.3.7. Szekeres Tip-II Uzay-Zamanı için Tolman Enerji ve Momentum Dağılımları

Szekeres tip-II evren modeli aşağıdaki şekilde tanımlanır (Tamimura ve Motta, 1990).

$$ds^2 = dt^2 - Q^2 dx^2 - R^2 \left(dy^2 + h^2 dz^2 \right) \tag{4.118}$$

Buradaki fonksiyonlar $Q = Q(t, y, z, x)$, $R = R(t)$ ve $h = h(y)$ şeklindedir. (4.118) denklemiyle verilen Szekeres Tip-II uzay-zamanı için Tolman enerji-momentum dağılımları (3.17), (3.18) denklemlerinden sırasıyla

$$T_0^0 = -\frac{1}{8\pi h} \left[2Q_y h h_y + Q_{yy} h^2 + h h_{yy} Q + Q_{zz} \right], \tag{4.119}$$

$$T_1^0 = -\frac{1}{4\pi} R h \, Q_x R_t \ , \tag{4.120}$$

$$T_2^0 = -\frac{1}{8\pi} R \left[R Q_t h_y + R h Q_{yt} + h Q_y R_t + Q h_y R_t \right], \tag{4.121}$$

$$T_3^0 = -\frac{1}{8\pi} R \ h \left[Q_{zt} R + Q_z R_t \right] \tag{4.122}$$

olur.

BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında öncelikle genel relativite teorisi çerçevesinde enerji-momentumun yerelleştirilmesi problemine değinilerek, çeşitli enerji-momentum tanımlamaları verilmiştir. Daha sonra çeşitli uzay-zamanların enerji momentum dağılımları üç ana kısım altında incelenmiştir. İlk kısımda küresel simetriye sahip çeşitli kurt deliklerinin ve çeşitli karadeliklerin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji dağılımları incelenmiştir. Bu kısımda enerji dağılımları incelenen kurt deliği çeşitleri; statik kurt delikleri, skaler alanlı kurt delikleri, elektrik yüklü kurt delikleri, sıfır yoğunluklu kurt delikleri, sıfır radyal bileşenli kurt delikleri, konformal kurt delikleri, şişen kurt delikleri, FRW-benzeri kurt delikleri ve VKD-kurt delikleri şeklindedir. Elde edilen sonuçlar Tablo.1'de özetlenmiştir.

Birinci kısımda incelenen kurt deliği çeşitlerinden ilki olan statik kurt deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg toplam enerjilerinin tümü Tablo.1'den görüldüğü üzere sıfırdan farklı elde edilmiştir. Bunlardan Landau-Lifshitz ve Weinberg toplam enerjileri birbirleri ile eşit elde edilmiştir. Benzer şekilde skaler alanlı kurt delikleri ve elektrik yüklü kurt deliklerinin enerjilerinden Tablo.1'den görüldüğü gibi Weinberg ve Landau-Lifshitz enerjileri eşit iken, Einstein enerjisi bunlardan farklı sonuçlar vermiştir. Literatürde statik, skaler alanlı ve eletrik yüklü kurt deliklerinin Møller enerjileri önceden verilmiştir (Saltı ve Aydoğdu, 2006a). Ancak bu tez çalışması kapsamında hesaplanmış statik, skaler alanlı ve elektrik yüklü kurt deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerjileri literatürde yer alan Møller enerjisinden de farklı olarak elde edilmiştir.

Diğer yandan ilk kısımda ayrıca sıfır yoğunluklu, sıfır radyal bileşenli ve VKD-kurt deliklerinin enerji dağılımlarından Weinberg toplam enerjileri ile Landau-Lifshitz toplam enerjileri Tablo.1'den görüldüğü gibi eşit olarak elde edilirken, Einstein toplam enerjileri farklı bulunmuştur. Konformal, şişen, FRW-benzeri kurt deliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg toplam enerjileri sıfırdan ve birbirlerinden farklı bulunmuştur.

Uzay-zaman	Einstein Enerjisi	Weinberg Enerjisi	Landau-Lifshitz Enerjisi
Statik Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{\sqrt{r}\, e^{f(r)} b(r)}{2\sqrt{r-b(r)}}$	$E_W = \dfrac{r}{2}\left(\dfrac{b(r)}{r-b(r)}\right)$	$E_{LL} = \dfrac{r}{2}\left(\dfrac{b(r)}{r-b(r)}\right)$
Skaler Alanlı Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{(rb(r)-\rho)}{2\sqrt{r^2-rb(r)+\rho}}$	$E_W = \dfrac{r}{2}\left[\dfrac{b(r)r-\rho}{r^2-b(r)r+\rho}\right]$	$E_{LL} = \dfrac{r}{2}\left[\dfrac{b(r)r-\rho}{r^2-b(r)r+\rho}\right]$
Elektrik Yüklü Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{(rb(r)-Q^2)}{2r}\sqrt{\dfrac{r^2+Q^2}{r^2-rb(r)+Q^2}}$	$E_W = \dfrac{r}{2}\left[\dfrac{b(r)r-Q^2}{r^2-b(r)r+Q^2}\right]$	$E_{LL} = \dfrac{r}{2}\left[\dfrac{b(r)r-Q^2}{r^2-b(r)r+Q^2}\right]$
Sıfır Yoğunluklu Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{r_0 e^{f(r)}}{2}\sqrt{\dfrac{r}{r-r_0}}$	$E_W = \dfrac{r}{2}\left(\dfrac{r_0}{r-r_0}\right)$	$E_{LL} = \dfrac{r}{2}\left(\dfrac{r_0}{r-r_0}\right)$
Sıfır Radyal Bileşenli Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{\sqrt{r}}{2}\dfrac{b(r)}{\sqrt{r-b(r)}}$	$E_W = \dfrac{r}{2}\left(\dfrac{b(r)}{r-b(r)}\right)$	$E_{LL} = \dfrac{r}{2}\left(\dfrac{b(r)}{r-b(r)}\right)$
Konformal Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{\sqrt{r}\,\Omega^2(t)b(r)}{2\sqrt{r-b(r)}}$	$E_W = \dfrac{r\Omega^2(t)b(r)}{2(r-b(r))}$	$E_{LL} = \dfrac{r\Omega^4(t)b(r)}{2(r-b(r))}$
Şişen Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{\sqrt{r}\, e^{f(r)} e^{\chi t}\, b(r)}{2\sqrt{r-b(r)}}$	$E_W = \dfrac{r e^{2\chi t} b(r)}{2(r-b(r))}$	$E_{LL} = \dfrac{r}{2}\dfrac{e^{4\chi t} b(r)}{(r-b(r))}$
FRW Benzeri Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{\sqrt{r}\, e^{f(r)} R(t)(kr^3+b(r))}{2\sqrt{r-kr^3-b(r)}}$	$E_W = \dfrac{rR^2(t)(kr^3+b(r))}{2(r-kr^3-b(r))}$	$E_{LL} = \dfrac{rR^4(t)(kr^3+b(r))}{2(r-kr^3-b(r))}$
VKD Kurt Deliği	$E_E = \dfrac{\sqrt{r}\, e^{f(r)} M}{\sqrt{r-2M}}$	$E_W = \dfrac{rM}{(r-2M)}$	$E_{LL} = \dfrac{rM}{(r-2M)}$

Tablo 1. Çeşitli kurt deliği uzay-zamanlarının Genel Relativite teorisinde Einstein, Weinberg ve Landau-Lifshitz enerjileri

Aygün, 2007 yılında bu tür kurt deliklerinin genel relativite ve teleparalel gravitasyon teorileri kapsamında Møller enerji-momentum dağılımlarını incelemiştir. Bu tez çalışmasında bu tür kurt delikleri için elde edilen Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg toplam enerjilerinin, daha önce Aygün (2007) tarafından elde edilen Møller enerjileri ile aynı sonuçları vermediği görülmüştür.

İlk kısımda yine küresel simetriye sahip Schwarzschild karadelikleri, Reissner-Nordström karadelikleri, yüklü bir karadeliğin diyadosfer bölgesi, JNW-karadelikleri ve GHS-karadelikleri için Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg toplam enerjileri incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar Tablo.2'de özetlenmiştir.

Schwarzschild karadeliklerinin Landau-Lifshitz enerjileri ve Weinberg enerjileri eşit, Einstein enerjileri ise bunlardan farklı elde edilmiştir. Sınır durumlarında incelenesi halinde Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerjileri birbirlerine ve karadeliğin kütlesi M'e eşit olarak elde edilir. Bu sonuçlar literatürde yer alan çalışmalarla uyum içindedir (Grammenos ve Radinschi, 2006; Saltı ve Aydoğdu, 2005; Ching-Yang, 1998; Xulu, 2003a).

JNW-karadelikleri için Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji dağılımları sırasıyla (4.69), (4.70) ve (4.71) denklemlerinde olduğu şekilde elde edilmiştir Xulu (2003a), JNW-karadeliklerinin Einstein ve Møller enerji dağılımlarını incelemiş ve birbirlerinden farklı olduğunu elde etmiştir. Bu tez çalışmasında hesaplanan JNW-karadeliklerinin Einstein enerjileri Xulu (2003a) tarafından elde edilen ile uyum içindedir.

GHS-karadelikleri için ise Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji dağılımları sırasıyla (4.74), (4.75) ve (4.76) denklemlerinde olduğu şekilde elde edilmiştir. Xulu (2003a) GHS-karadeliklerinin Einstein ve Møller enerji dağılımlarını incelemiş ve birbirlerinden farklı olduğunu elde etmiştir. Bu tez çalışmasında hesaplanan GHS-karadeliklerinin Einstein enerjileri Xulu (2003a) tarafından elde edilen ile uyum içindedir.

Uzay-zaman	Einstein Enerjisi	Weinberg Enerjisi	Landau-Lifshitz Enerjisi
Schwarzschild Karadeliği	$E_E = M$	$E_W = \frac{rM}{(r-2M)}$	$E_{LL} = \frac{rM}{(r-2M)}$
Reissner-Nordström Karadeliği	$E_E = \frac{2Mr-Q^2}{2r}$	$E_W = \frac{r(2Mr-Q^2)}{2(r^2-2Mr+Q^2)}$	$E_{LL} = \frac{r(2Mr-Q^2)}{2(r^2-2Mr+Q^2)}$
Yüklü Karadeliklerin Diyadosfer Bölgesi	$E_E = \frac{1}{10r^5}\left[10Mr^5-5Q^2r^4+\sigma Q^4\right]$	$E_W = \frac{r}{2}\frac{(10Mr^5-5Q^2r^4+\sigma Q^4)}{(5r^6-10Mr^5+5Q^2r^4-\sigma Q^4)}$	$E_{LL} = \frac{r}{2}\frac{(10Mr^5-5Q^2r^4+\sigma Q^4)}{(5r^6-10Mr^5+5Q^2r^4-\sigma Q^4)}$
Jenis-Newman-Winicour Kara Deliği	$E_E = \frac{B\mu}{2}$	$E_W = \frac{B\mu}{2}\left(1-\frac{B}{r}\right)^{1-\mu}$	$E_{LL} = \frac{B\mu}{2}\left(1-\frac{B}{r}\right)^{1-2\mu}$
Garfinkle-Horowitz-Strominger Karadeliği	$E_E = \frac{rr_+ + vr_-(r-r_+)}{2r}$	$E_W = \frac{1}{2}\left(1-\frac{r_-}{r}\right)^{-v}\left[\frac{rr_+ + vrr_- - vr_-r_+}{r_- - r_+}\right]$	$E_{LL} = \frac{1}{2}\left(1-\frac{r_-}{r}\right)^{1-2v}\left[\frac{rr_+ + vrr_- - vr_-r_+}{r_- - r_+}\right]$

Tablo 2. Çesitli karadelik uzay-zamanlarının Genel Relativite teorisinde Einstein, Weinberg ve Landau-Lifshitz enerjileri

Reissner-Nördström karadeliklerinin Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji dağılımları sırasıyla (4.59), (4.60) ve (4.61) denklemlerinde olduğu şekilde elde edilmiş olup bunlardan Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji dağılımları eşit elde edilmiştir. Saltı ve Aydoğdu (2006b) yılında yaptıkları çalışmada, genel relativite kapsamında Reissner-Nordström anti de-Sitter karadeliğinin Møller enerji-momentum dağılımını incelemişlerdir. Bu tez çalışmasında ise Reisnner-Nordström karadeliğinin Weinberg, Landau-Lifshitz ve Einstein enerjileri incelenmiştir. Reissner-Nordström karadeliği için Saltı ve Aydoğdu (2006b) tarafından hesaplanan Møller enerji-momentum dağılımlarıyla bu tez çalışmasında Reissner-Nördström karadeliği için hesaplanan Einstein, Landau-Lifshitz ve Einstein enerji-momentum dağılımları birbirlerinden farklı elde edilmiştir.

Elektrik yüklü karadeliklerin diyadosfer bölgesi için (4.65) ve (4.66) denklemlerinden görüleceği gibi Landau-Lifshitz ve Weinberg enerjileri eşittir ve (4.64) denklemiyle verilen Einstein enerjisi farklıdır. Vagenas (2006), yılında yaptığı çalışmada yüklü bir karadeliğin diyadosfer bölgesinin enerjisini genel relativite kapsamında Møller enerji-momentum tanımı yardımıyla incelemiştir. Bu tez kapsamında yüklü bir karadeliğin diyadosfer bölgesi için hesaplanan Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji-momentum dağılımlarıyla literatürde yer alan Møller enerji-momentum dağılımının aynı sonuçları vermediği görülmüştür. Ayrıca Xulu (2003b) tarafından yüklü bir karadeliğin diyadosfer bölgesinin Einstein, Landau-Lifshitz, Weinberg ve Papapetrou enerjileri hesaplanmıştır. Bu tez çalışmasında yüklü bir karadeliğin diyadosfer bölgesi için hesaplanan Einstein, Landau-Lifshitz ve Weinberg enerji dağılımları literatürdeki bu çalışma ile de uyuşmaktadır.

İkinci kısımda silindirik simetrik kurt delikleri, Gödel-tipi kurt delikleri, sicim uzay-zamanı ve 5-boyutlu Schwarzschild karadeliklerinin genel relativite çerçevesinde ilk kez Møller enerji-momentum dağılımları hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Tablo.3'de özetlenmiştir.

Silindirik simetrik kurt delikleri, Gödel-tipi kurt delikleri, sicim uzay-zamanı ve 5-boyutlu Schwarzschild karadeliklerinin Møller momentum dağılımları sırasıyla (4.78), (4.83), (4.85) ve (4.88) denklemlerinde verilmiştir. Sicim uzay-zamanı için hesaplanan Møller enerji dağılımı sıfırdan farklı olarak elde edilmiştir.

Uzay-zaman	Møller Enerji Dağılımı	Møller Momentum Dağılımı
Silindirik simetrik kurt deliği	$\tau_0^0 = -\frac{e^{\phi}}{8\pi(\rho-b)^{3/2}\sqrt{\rho}}\,[\phi_\rho K^2\left(2\rho^2+b^2-3\rho b\right) + \left(\rho^2-2\rho b+b^2\right)$ $\left[2\phi_{\rho\rho}\rho K^2+2\phi_\rho^2\rho K^2+4\phi_\rho K\rho K_\rho\right]+(b-\rho)\left[\phi_\rho K^2 b_\rho \rho-2\phi_{zz}\rho^2-2\phi_z^2\rho^2\right]$ $+\rho^2 b_z \phi_z]$	$\tau_1^0 = \tau_2^0 = \tau_3^0 = 0$
Gödel-tipi kurt deliği	$\tau_0^0 = \frac{1}{\pi}\frac{r^2\sin^2\theta\left(1+3r^2\sin^2\theta+3r^4\sin^4\theta\right)}{\left(1+2r^2\sin^2\theta\right)^{3/2}\sqrt{1+r^2}}$	$\tau_1^0 = \tau_2^0 = \tau_3^0 = 0$
Sicim	$\tau_0^0 = \frac{MR\sin\theta}{2\pi\ r^2}$	$\tau_1^0 = \tau_2^0 = \tau_3^0 = 0$
5-boyutlu Schwarzschild karadeliği	$\tau_0^0 = 0$	$\tau_1^0 = \tau_2^0 = \tau_3^0 = 0$

Tablo 3. Çeşitli uzay-zamanların Genel Relativite teorisinde Møller enerji-momentum dağılımları

Bunun yanında 5-boyutlu Schwarzschild karadeliği için (4.88) denkleminden de görüleceği gibi Møller enerji dağılımı sıfır olarak elde edilmiş ayrıca silindirik simetrik kurt delikleri ve Gödel-tipi kurt deliklerinin Møller enerji dağılımları sıfırdan farklı bulunmuştur.

Son kısımda ise Hawking kurt delikleri, Marder uzay-zamanı, statik Einstein evreni, domainwall ve sicimler, Szekeres tip-I ve tip-II uzay-zamanlarının Tolman enerji-momentum dağılımları incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar Tablo.4'de özetlenmiştir.

Hawking kurt deliklerinin Tolman enerji dağılımları (4.91) denklemiyle ve momentum dağılımları ise (4.92), (4.93), (4.94) denklemleriyle verildiği şekilde sıfırdan farklı olarak elde edilmiştir. Hawking kurt deliklerinin genel relativite ve teleparalel gravitasyon teorisi kapsamında Bergmann-Thomson, Einstein, Landau-Lifshitz ve Møller enerji-momentum dağılımları Aygün ve Yılmaz (2008) tarafından incelemiştir. (4.91) ve (4.92), (4.93), (4.94) denklemiyle verilen Hawking kurt deliklerinin Tolman enerji ve momentum dağılımları ile literatürdeki bu çalışmada yer alan Einstein ve Møller enerji-momentum dağılımı birbirleriyle eşit sonuçlar vermektedir.

(4.96), (4.97) denklemlerinden görüldüğü üzere Marder uzay-zamanının Tolman enerji ve momentum dağılımları sıfır olarak elde edilmiştir. Aygün ve ark. (2007a), genel relativite çerçevesinde Marder uzay-zamanının Bergmann-Thomson, Møller, Landau-Lifshitz, Papapetrou, Qadir-Sharif ve Weinberg enerji-momentum dağılımları incelenmiştir ve bu dağılımların da sıfır olduğunu göstermişlerdir. Dolayısıyla bu tez çalışmasında elde edilen Marder uzay-zamanının Tolman enerji ve momentum dağılımları da diğer enerji-momentum dağılımlarına eşit olarak elde edilmiştir.

Statik Einstein evreninin Tolman enerji dağılımı sıfırdan farklı olarak (4.99) denklemiyle verildiği şekilde ve Tolman momentum dağılımları ise (4.100) denkleminde olduğu gibi sıfır olarak elde edilmiştir. Aygün ve ark. (2007b), statik Einstein uzay-zamanı için genel relativite kapsamında Einstein, Bergmann-Thomson, Møller, Landau-Lifshitz ve Papapetrou enerji-momentum dağılımlarını incelemiştir. Bu sonuçlar karşılaştırıldığında statik Einstein uzay-zamanının Einstein, Bergmann-Thomson, Møller, Landau-Lifshitz ve Papapetrou enerji dağılımları ile Tolman enerji dağılımlarının aynı olmadığı fakat momentum dağılımlarının aynı sonuçları verdiği görülmektedir.

Uzay-zaman	Tolman Enerji Dağılımı	Tolman Momentum Dağılımı
Hawking Kurt Deliği	$T_0^0=-\frac{1}{4\pi}\left[A_x^2+A_y^2+A_z^2+A\left(A_{xx}+A_{yy}+A_{zz}\right)\right]$	$T_1^0=-\frac{1}{4\pi}\left[A_tA_x+AA_{xt}\right]$, $T_2^0=-\frac{1}{4\pi}\left[A_tA_y+AA_{yt}\right]$ $T_3^0=-\frac{1}{4\pi}\left[A_tA_z+AA_{zt}\right]$
Marder	$T_0^0=0$	$T_1^0=T_2^0=T_3^0=0$
Statik Einstein	$T_0^0=-\frac{2r^2-3b^2}{8\pi b\left(b^2-r^2\right)^{\frac{3}{2}}}$	$T_1^0=T_2^0=T_3^0=0$
Domain Wall ($0\le x<\infty$)	$T_0^0=\frac{1}{2\pi}\left(1-Kx\right)K^2e^{2Kt}$	$T_1^0=-\frac{1}{4\pi}K^2e^{2Kt}$, $T_2^0=T_3^0=0$
Domain Wall ($-\infty<x<0$)	$T_0^0=-\frac{1}{2\pi}\left(1+Kx\right)K^2e^{2Kt}$	$T_1^0=-\frac{1}{4\pi}K^2e^{2Kt}$, $T_2^0=T_3^0=0$
Sicim	$T_0^0=-\frac{\left(a^2-1\right)\left(x^4+y^4-6x^2y^2\right)}{4\pi a\left(x^2+y^2\right)^3}$	$T_1^0=T_2^0=T_3^0=0$
Szekeres Tip-I	$T_0^0=-\frac{1}{8\pi}\left[e^A\left(A_xB_x+A_x^2+B_{xx}+A_{xx}+A_yB_y+A_y^2+B_{yy}+A_{yy}\right)\right]$ $+\frac{1}{8\pi}\left[2e^{2B-A}\left(2B_z^2-B_zA_z+B_{zz}\right)\right]$	$T_1^0=-\frac{1}{8\pi}\left[e^{2B+A}\left(2B_xA_t+A_xA_t+A_{xt}+2B_xB_t+A_xB_t+B_{xt}\right)\right]$ $T_2^0=-\frac{1}{8\pi}\left[e^{2B+A}\left(2A_tB_y+A_yA_t+A_{yt}+2B_yB_t+B_tA_y+B_{yt}\right)\right]$ $T_3^0=-\frac{1}{4\pi}\left[e^{2B+A}\left(2B_zB_t+B_tA_z+B_{zt}\right)\right]$
Szekeres Tip-II	$T_0^0=-\frac{1}{8\pi h}\left[2Q_yhh_y+Q_{yy}h^2+hh_{yy}Q+Q_{zz}\right]$	$T_1^0=-\frac{1}{4\pi}RhQ_xR_t$, $T_2^0=-\frac{1}{8\pi}R\left[RQ_th_y+RhQ_{yt}+hQ_yR_t+Qh_yR_t\right]$, $T_3^0=-\frac{1}{8\pi}Rh\left[Q_{zt}R+Q_zR_t\right]$

Tablo 4. Çeşitli uzay-zamanların Genel Relativite teorisinde Tolman enerji-momentum dağılımları

Kendiliğinden simetri kırılmaları sonucu erken evrende ortaya çıkmış olan kararlı topolojik hatalardan domain walllar ve sicim için Tolman enerji-momentum dağılımları sırasıyla (4.103), (4.104), (4.105), (4.107) ,(4.108), (4.109) ve (4.111), (4.112) denklemleriyle verilmektedir. (4.103) ve (4.107) denklemlerinden görüldüğü gibi domain wallların enerji dağılımları x'in değer aralığına göre iki farklı değer almaktadır. Bununla beraber x-ekseni doğrultusundaki momentum bileşenleri sıfırdan farklı diğer momentum bileşenleri sıfır olarak bulunmuştur. (4.111) ve (4.112) denklemlerinden görüldüğü gibi sicimlerin Tolman enerji dağılımları sıfırdan farklı iken momentum dağılımlarının tüm bileşenleri sıfır olarak elde edilmiştir. Aygün ve Yılmaz (2007), sicim ve domain wallların genel relativite ve teleparalel gravitasyon teorileri kapsamında Einstein, Bergmann-Thomson, Landau-Lifshitz enerji-momentum dağılımlarını incelemiştir. Bu çalışma ile karşılaştırıldığında sicimlerin Einstein, Bergmann-Thomson, Landau-Lifshitz enerji dağılımları ile (4.111) denklemiyle verilen Tolman enerji dağılımlarının aynı olmadıkları görülmektedir. Fakat (4.112) denklemiyle verilen momentum dağılımları, Einstein, Bergmann-Thomson, Landau-Lifshitz momentum dağılımları ile aynı sonucu vermektedir. Diğer taraftan domain wallların Einstein, Bergmann-Thomson, Landau-Lifshitz enerji dağılımlarıyla Tolman enerji dağılımlarının farklı, momentum dağılımlarının aynı olduğu görülmektedir.

Szekeres tip-I ve tip-II uzay-zamanlarının Tolman enerji-momentum dağılımları sırasıyla (4.114), (4.115), (4.116), (4.117) ve (4.119), (4.120), (4.121), (4.122) denklemleriyle verildiği şekilde hesaplanmıştır. Szekeres tip-I ve Szekeres tip-II uzay-zamanlarının enerji-momentum dağılımları sıfırdan farklı olarak elde edilmiştir. Aygün ve ark. (2006), Szekeres tip-I ve tip-II uzay-zamanlarının Bergmann-Thomson, Einstein, Landau-Lifshitz ve Møller enerji-momentum dağılımlarını incelenmiştir. Sonuçlar karşılaştırıldığında Szekeres tip-II uzay-zamanının Bergmann-Thomson ve Einstein momentum dağılımlarının x-yönündeki bileşeni ile Tolman momentum dağılımının x-yönündeki bileşeninin eşit olduğu görülmektedir.

Elde edilen sonuçlardan sıfır olarak bulunan enerji veya momentum dağılımları için bu uzay-zamanlarda gravitasyonel alanlar ile madde alanlarının birbirlerinin etkilerini nötürlediği yorumu da yapılabilir.

KAYNAKLAR

Adamiak J. P., 2005. Static and Dynamic Traversable Wormholes. MsC Dissertation (Yüksek Lisans Tezi). University of South Africa, Pretoria, South Africa.

Aguiregabiria J. M., Chamorro A. ve Virbhadra K. S., 1996. Energy and Angular Momentum of Charged Rotating Black Hole. *Genel. Relativ. Gravity*., 28 (11): 1393-1400.

Alavi S. A., 2009. Reissner-Nordstrom Black Hole in Noncommutative Black Hole. *Acta Physica Polonica B.,* 40 (10): 2679-2687.

Aygün M., 2007. Kurt Delikleri, Karanlık enerji ve Madde ilişkileri. Doktora Tezi. Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Çanakkale.

Aygün M. ve Yılmaz İ., 2007. Energy-momentum Problem in General Relativity and Tele-Parallel Gravity for String and Domain Wall. *Acta Physica Polonica B*., 38 (8): 2497-2511.

Aygün M. ve Yılmaz İ., 2008. Energy-Momentum Distributions of Hawking Wormholes. *Int. J. Theor. Phys*., 47 (3): 707-721.

Aygün S., Aygün M. ve Tarhan İ., 2006. Energy distributions in Szekeres-I and II Space-times. *Acta Physica Polonica B*,. 37 (10): 2781-2793.

Aygün S., Aygün M. ve Tarhan İ., 2007a. Energy-momentum Localization in Marder Space-time. *Pramana Journal of Physics.,* 68 (1): 21-30.

Aygün S., Tarhan İ. ve Baysal H., 2007b. On the Energy Momentum Problem in Static Einstein Universe. *Chinese Physics Letter.,* 24 (2): 355-358.

Bergmann P.G. ve Thompson R., 1953. Spin and Angular Momentum in General Relativity. *Phys. Rev.,* 89 (2): 400-407.

Berqvist G., 1992. Quasi-local mass for Event Horizon. *Class. Quant. Gravity*., 9 (7): 1753-1768.

Bondi I., 1990. Conservation and Non-conservation in General Relativity. *Proc. R. Soc. London. A*., 427 (1873): 249-258.

Bonnor W. B. ve Vaidya P.C., 1970. Spherically Symmetric Radiation of Charge in Einstein-Maxwell Theory. *General Relativity and Gravitation*., 1 (2): 127-130.

Brown J. D. ve York J. W., 1993. Quasi-local Energy and Conserved Charges Derived from the Gravitational Action. *J. Phy. Rev. D.,* 47 (4): 1407-1419.

Chandrasekhar S. ve Ferrari V*.,* 1991. On the Non-Radial Oscillations of a Star III-A Reconsideration of the Axial Modes. *Proc. Roy. Soc. London A*., 435 (1891): 449-457.

Chandrasekhar S., 1992. *The Mathematical Theory of Black Holes*, Oxford University Press, NY. 670 p.

Chang C. C., Nester J. M. ve Chen C., 1999. Pseudotensors and Quasi-local Energy-momentum. *Phys. Rev. Lett*., 83 (10): 1897-1901.

Ching-Yang I., 1998. On the Energy of the de Sitter-Schwarzscild black-hole. *Chinese Journal of Physics.,* 38 (6): 1040-1043.

Ching-Yang I, Ching I. ve Radinschi I., 2003. Energy associated with a Static Spherically Symmetric Non-singular Space-Time. *Chinese Journal of Physics*., 41 (4): 326-331.

Ching-Yang I, Chin Long L. ve Radinschi I., 2009. . Energy distribution of a regular black hole solution. *Int. J. Theo. Phys*., 8 (48): 2454-2461.

Cibotariu C., Radinschi I., Cibonu B., ve Neacsu C., 1995. Energy of the Gravitational Field in a Rotating Universe. *Roman. J. Phys*., 40 (8-9): 799-806.

Coley A. ve Pelavas N., 2006. Algebraic Classification of Higher Dimensional Space-times. *General Relativity and Gravitation*., 38 (3): 445-461.

Cooperstock F. I. ve Sarracino R.S., 1978. The Localization of Energy in General Relativity. *J. Phys. A. Math. Gen*., 11 (5): 877-883.

Culetu H., 1990. The Hawking Wormhole and Conformal Invariance. *Europhysics Letter.,* 12 (6): 487-489.

De Lorenci V.A., Figueredo N., Fliche N. N. ve Novello M., 2001. Dyadosphere bending of light. *Astronomy and Astrophysic.,* 369 (2): 690-693.

Einstein A., 1915. Zur Allgemenien Relativitätstheorie. *Sitzungberiche der Koniglich Preuβishen Akademie der Wissenschaften (Berlin).* 778-786.

Einstein A. ve Rosen N., 1935. The Particle Problem in the General Theory of Relativity. *Phys. Rev.,* 48 (1): 73-77.

Gad Ragab M., 2008. On Møller Energy-momentum Complex of a Static Axially SymmetricVacuum Space-time. *Astrophysics and Space Science.*, 314 (4): 369.

Gad Ragab M. ve Fouad A., 2007. Energy and Momentum Distributions of Kantowski Sach Space-times in the Theory of Teleparallel Gravity. *Astrophysics and Space Science.,* 314 (4): 341-346.

Grammenos Th. ve Radinschi I., 2006. Energy distribution in a Schwarzschild-like space-time. *Int. J. Theor. Phy*., 46 (4): 1055-1064.

Greiner W., 2004. *Classical Mechanics Point Particles and Relativity*, Springer-Verlag, New York. 134-159.

Guts A. K., 1996. The Time Machine as Four Dimensional Wormhole. *arXiv.org e-Print archive,* http://www.arXiv.org, arXiv: gr-qc/9612064.

Horne J. H. ve Horowitz G. T., 1992. Rotating Dilaton Black Holes. *Phys. Rev. D.,* 46 (4): 1340-1346.

Kar S. ve Sahdev D., 1996. Evolving Lorentzian Wormholes, *Phys. Rev. D.,* 53 (2): 862-865.

Kim S. V. ve Lee H., 2001. Exact Solutions of a Wormhole. *Phys. Rev. D.,* 63 (6): 064014.

Kuhfittig P. K. F., 2005. Cylindrically Symmetric Wormholes. *Phys. Rev. D.,* 71 (10): 104007.1-104007.7.

Landau L. D. ve Lifshitz E. M., 1987. *The Classical Theory of the Fields* (4.th edition). Pergamon Press, Oxford.

Li-Xin L., 2001. Two Open Universes Connected by a Wormhole: Exact Solutions. *J. Geom. Phys.,* 40 (2): 154-160.

Marder L., 1958. Gravitational Waves in General Relativity. II. The Reflexion of Cylindrical Waves. *Proc. R. Soc. London. A.,* 246 (1244): 143-153.

Misner C.W., Thorne K.S. ve Wheeler J.A., 1973. *Gravitation*, W. H. Freemann and Company, USA. 47-68.

Mirshekari S. ve Abbasi A.M., 2009. Energy-momentum Prescriptions in Generally Symmetric Space-time. *Mod. Phys. Lett. A.,* 24 (10): 747-758.

Morris M. S. ve Thorne K. S., 1988. Wormholes in Spacetimes and Their use for Interstellar travel: A Tool for Teaching General Relativity. *Am. J. Phys.,* 56 (5): 395-412.

Morris M. S., Thorne K. S. ve Yurtsever U., 1988. Wormholes, Time Machines and Weak Energy Conditions. *Phys. Rev. Lett*., 61 (13): 1446-1449.

Møller C., 1958. On the Localization of the Energy of a Physical system in the General Theory of Relativity. *Ann. Phys*., 4 (4): 347-371.

Møller C., 1961. Further Remarks on the Localization of the Energy in the General Theory of Relativity. *Ann. Phys*. 12 (1): 118-133.

Özemre A. Y., 1982, *Gravitasyonun Relativistik Teorileri*, İstanbul Üniversitesi Yayınları, İstanbul. 207 sayfa.

Papapetrou A., 1948. The Question of Nonsingular Solutions in the Generalized Theory of Gravitation. *Phys. Rev.,* 73 (9) 1105-1108.

Penrose R., 1982. Quasi-local Mass and Angular Momentum in General Relativity. *Proc. Roy. Soc. London. A.,* 381 (1780): 53-63.

Qadir A. ve Sharif M., 1992. General Formula for the Momentum Imparted to Test Particles in Arbitrary Spacetimes. *Phys. Lett. A*., 167 (4): 331-334.

Radinschi I., 25 Mart 2002. Møller Energy-momentum Complex for an Axially Symmetric Scalar Field. *arXiv.org e-Print archive,* http://www.arXiv.org, arXiv:gr-qc/0203084.

Roman T. A., 1993. Inflating Lorentzian Wormholes. *Phys. Rev. D.,* 47 (4): 1370-1379.

Roy A. E. ve Clarke D., 2003. *Astronomy Principles and Practise* (4th ed.). Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. 166-169-442.

Ruffini R., 1999. The Dyadosphere of black holes and gamma-ray bursts. *Astron. Astrophys. Supply. Ser.,* 138 (3): 513-514.

Saltı M. ve Aydoğdu O., 2005. Energy in the Schwarzschild-de Sitter Spacetime. *Foundation of Physics Letter*., 19 (3): 269-276.

Saltı M. ve Aydoğdu O., 2006a. Energy of a Charged Wormhole. *Int. J. Theo. Phy*., 45 (10): 1891-1900.

Saltı M. ve Aydoğdu O., 2006b. Energy Distribution in Reissner-Nordström Anti-de Sitter Black Holes in Moller Prescription. *Eur. Phys. J. C.,* 47 (1): 247-251.

Sharif M., 2003. Energy and Momentum Associated with Gödel Universe. *Int. J. Mod. Phys. A*., 18 (24): 4361-4370.

Sharif M. ve Fatima T., 2005. Energy-Momentum Distribution: A Crucial Problem in General Relativity, *Int. J. Mod. Phy. A*., 20 (18): 4309-4330.

Sharif M. ve Fatima T., 2006. Energy Distribution Associated with Static Axisymmetric Solutions. *Astrophysics and Space Science.*, 302 (1-4): 217-224.

Sharif M. ve Nazir K., 2007. Energy-momentum Problem of Bell-Szekeres Metric in General Relativity and Teleparallel Gravity, *Brazilian Journal of Physics.,* 38 (1): 155-166.

Sharif M. ve Nazır K., 2008. Energy-momentum Distribution in General Relativity and Teleparallel Gravity of Gravitation. *Canadian Journal of Physics.*, 38 (1): 156-166.

Szekeres P., 1975. A class of Inhomogenous Cosmological Models. *Commun. Math. Phys*., 41 (1): 55-64.

Tomimura N. A. ve Motta D. C., 1990. Evoluation of Inhomogeneous Cosmological Models with Viscous Fluids. *Astro. Space. Sci*., 165 (2): 231-236.

Tolman R. C., 1934. *Relativity, Thermodynamics and Cosmology.* Oxford University Press, London. 227.

Türkoğlu M. M. ve Ulu M., 2009. Energy of Gödel Type Wormholes. *26. TFD International Physics Congress*., Muğla, Turkey. 270.

Ulu M. ve Türkoğlu M. M., 2009a. Energy of Wrapped Black String. *26. TFD International Physics Congress*., Poster bildiri, Muğla, Turkey. 593.

Ulu M. ve Türkoğlu M. M., 2009b. Energy of 5 Dimensional Schwarzschild Black Hole. *26. TFD International Physics Congress*., Poster bildiri, Muğla, Turkey. 594.

Vagenas Elias C., 2005. Energy Distributions in a BTZ Black Hole Space-time. *Int. J. Mod. Phys. D.*, 14 (03-04): 573-585.

Vagenas Elias C., 2006. Energy Distributions in the Dyadosphere of a Reissner-Nordström Black Hole in Møller's Prescription. *Mod. Phys. Lett. A.*, 21 (25): 1947-1956.

Vilenkin A. ve Shellard E. P. S., 1994. *Cosmic Strings and Other Topological Defects,* Cambridge University Press. 517p.

Virbhadra K. S., 1990. Energy associated with a Kerr-Newmann Black-hole. *Phys. Rev. D*., 41 (4): 1086-1090.

Virbhadra K. S., 1997. Janis-Newmann-Winicour and Wymann Solutions are the same. *Int. J. Mod. Phys. A.,* 12 (27): 4831-4835.

Virbhadra K. S., 1999. Naked Singularities and Seifert's Conjecture. *Phys. Rev. D*., 60 (10): 104041.1- 104041.7.

Virbhadra K. S. ve Parikh J. C., 1993. Gravitational Energy of the Stringy Charged Black Hole. *Phys. Lett. B*., 317 (3): 312-314

Virbhadra K. S. ve Parikh J. C., 1994. A Conformal Scaler Dyon Black Hole Solution. *Phys. Lett. B*., 331 (3-4): 302-304.

Visser M., Kar S. ve Dadlich N., 2003. Traversable Wormholes with Arbitrarily Small Energy Condition Violations. *Phys. Rev. Lett*., 90 (20): 201102.1-201102.4

Wald R. M., 1984. *General Relativity*. Chicago Press, Chicago, USA. 439-450.

Weinberg S., 1972. *Gravitation and Cosmology: Principles and Application of General Theory and Relativity.* Wiley, New York. 165

Wudka Jose., 2006. *Space-time, Relativity and Cosmology*, Cambridge University Press, NY. 114-152.

Xulu S. S., 2002. The Energy Momentum Problem in General Relativity. PhD Dissertation (Doktora Tezi). University of Zululand, South Africa.

Xulu S. S., 2003a. Møller Energy of the Nonstatic Spherically Symmetric Space-Time. *Astrophys. Space Sci.,* 283 (1): 23-32.

Xulu S. S., 2003b. Energy Distribution in the Dyadosphere of a Charged Black Hole. *Rom. J. Phys*., 15 1223.

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: Murat Metehan TÜRKOĞLU

Doğum Yeri: İzmir / Karşıyaka

Doğum Tarihi: 07 / 06 / 1983

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fizik Bölümü

Yüksek Lisans Öğrenimi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı

Bildiği Yabancı Diller: İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLER

a) Yayınlar-SCI-diğer

b) Bildiriler-Ulusal-Uluslar arası:

Türkoğlu M. M. ve Ulu M., 2009. Energy of Gödel Type Wormholes. *Turkish Physical Society, International Physics Congress*., Muğla. 270.

Ulu M. ve Türkoğlu M. M., 2009a. Energy of Wrapped Black String. *Turkish Physical Society, International Physics Congress*., Muğla. 593.

Ulu M. ve Türkoğlu M. M., 2009b. Energy of 5 Dimensional Schwarzschild Black Hole. *Turkish Physical Society, International Physics Congress*., Muğla. 594.

c) Katıldığı Projeler: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) tarafından 2009/131 no.'lu proje

İLETİŞİM

E-posta: podznamanem@hotmail.com

Adres: Şimşir Sokak Armağan Han No:15 Kat 2-3-4 Şişhane/İstanbul