

DETERMİNİZM VE MEKÂN

Doç. Dr. Yalçın Koç



BOĞAZİÇİ ÜNİVERSİTESİ YAYINLARI

DETERMİNİZM
VE
MEKÂN

DETERMİNİZM VE MEKÂN

Doç. Dr. Yalçın Koç



Boğaziçi Üniversitesi Yayınları No:379
Fen Edebiyat Fakültesi
Felsefe Bölümü

Boğaziçi Üniversitesi matbaasında, 1 cilt, 129 sayfa, 500 , adet olarak, Aralık 1984 tarihinde basılmıştır.

*Bu kitabımı değerli hocam,
aziz insan
Prof. Dr. Nihat Keklik'e
içten saygılarımla ithaf ederim*

İÇİNDEKİLER

Önsöz (1)	i
Önsöz (2)	iii
1. Giriş	1
2. Ölçme Sorunu	17
3. Einstein-Podolsky-Rosen Argümanı ve Mekân'da Ayırılabilirlik	33
4. Bell Argümanı ve Yerel-olmayan Etkileşmeler	55
5. Yerel-olmayan Determinizm ve Genişletilmiş Kuantum Mekaniği	75
6. Sonuç	105
Ek 1. Yerel-olmayan İmpuls Ölçmeleri	113
Ek 2. Yer Değiştirme Bağıntıları	115
Ek 3. KM^E 'de Beklenen Değerler	116
Ek 4. Kant'ın Mekân Anlayışı Hakkında Kısa Bir Not	118
Ek 5. Leibniz'in 'Özdeşlerin Ayırtedilemezliği' İlkesi İle İlgili Bazı Düşünceler	119
Kaynaklar	123

Önsöz (I)

Mekân konusu rölâtivite kuramı bağlamında mantıkçı pozitivistler tarafından incelenmiştir. Ancak, mekân'ın kuvantum mekaniği bağlamında yeterli bir şekilde ele alınmış olduğu söylenemez. Bu incelemede kuvantum mekaniğinin mekân ve determinizm hakkında yolaçtığı bazı düşünceler araştırılmaktadır.

Kuantum mekaniğinin temellerinin incelenmesinden dolayı teknik bir anlatım kullanmak zorunda kaldık. Ancak bu anlatım konunun elverdiği ölçüde basitleştirilmiştir.

Mekân ve determinizm hakkında ulaşılan sonuçların kuvantum mekaniğinin felsefi problematiğinden bağımsız oldukları 2., 3. ve 4. bölümlerde gösterilmeğe çalışılmıştır. 5. bölümde, genişletilmiş bir kuvantum mekaniğinin eldeki kuvantum kuramı ile tutarlı olarak önerilebileceği gösterilmiştir. Giriş'in başlangıcında ortaya konan sorun çerçevesinde, doğa'daki nesnelerin dinamik tasvirleri için mekân'ın zorunlu olmadığı sonucuna ulaşılmıştır.

Bu inceleme, uzunca bir zamandır yapmakta olduğum bazı çalışmaların bir ürünü olarak ortaya çıkmıştır. Bu çalışmaların yapıldığı sürece ilgisini hiçbir zaman esirgemeyen hocam Prof. Dr. Ahmed Yüksel Üzemer'e'ye içten teşekkürü bir borç bilirim.

Konunun metafizik ve ontoloji ile ilgili yanlarını Dr. Pınar Canevi ile tartışmak fırsatını buldum. Kendisine ilgi ve eleştirileri için teşekkür borçluyum.

Dr. Teoman Duralı'ya,zaman zaman yaptığımız genel felsefi tartışmalar ve doğa bilimlerinin temelleri üzerindeki konuşmalarımız için teşekkürü borç bilirim

Son yıllarda iki defa uzun dönemli izin almamı ve zamanımı araştırmaya ayırmamı sağlamış olduklarından dolayı Boğaziçi Üniversitesi Beşeri Bilimler Bölümü'ne teşekkür borçluyum.Ayrıca,Fizik Bölümü'ne,bölüm seminerleri verme olanağı tanımış olduklarından dolayı teşekkürü borç bilirim.

Konunun fizik ile ilgili yanlarını zaman zaman Prof.Dr. Yavuz Nutku ve Doç.Dr. M.Ali Alpar ile tartışmak fırsatını buldum.Kendilerine içten teşekkür borçluyum.

İlgisini,sevgisini ve yardımlarını herkese olduğu gibi bana da hiçbir zaman esirgemeyen dostum ve kardeşim Doç.Dr. Engin D. Akarlı'ya ve eşi Tuna Akarlı'ya içten teşekkürü borç bilirim.

29 Mayıs,1982

Önsöz (2)

"Determinizm ve Mekân" başlıklı bu araştırmamızın yazılmasından bu yana iki seneden fazla bir zaman geçti. Bu süre içinde ileri sürmüş olduğumuz görüşleri destekleyen bazı makaleler yayımlandı. Bu makalelerden kısaca söz edelim.

5. bölümde oluşturulan genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E 'ye temel hazırlayan düşünce deneyine karşı R. Lynch (bkz., Phys. Letts., 92A(1982)161) ölçme öncesinde impulsun tahmin edilmesi gibi bir paradoksun ortodoks kuantum mekaniğinde bulunamayacağını iddia etti. Lynch'in iddiasının aksine, söz konusu paradoksun (Schrödinger paradoksu ile eşdeğerli olarak) kuantum mekaniğinde ortaya çıktığını gösterdik (bkz., Phys. Letts., 95A(1983)133). Bu paradoksun ortadan kaldırılabilmesinin kayda değer bir yolu, 5. bölümde önerdiğimiz genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E 'yi kabul etmektir.

Bir başka makalemizde (bkz., Phys. Letts., 97A(1983)18), 4. bölümde incelenen Bell eşitsizliklerinin, literatürdeki genel kabûlün aksine, yerel gizli dinamik değişken kuramlarının tamamını reddetmediğini gösterdik. Bu makalenin sonuçlarına göre, Bohm'un düşünce deneyindeki Stern-Gerlach mıknatıslarının manyetik alan eksenlerini gösteren vektörler üzerinde belli bir şartı kabûl edersek, Bell eşitsizlikleri, gizli dinamik değişkenleri hesaba katmadan ve herhangi bir tutarsızlığa da yolaçmadan kuantum mekaniğinden çıkartılabilmektedir.

Yani,sözkonusu şartı sağlayan yerel gizli dinamik değişken kuramları Bell eşitsizlikleri vasıtasıyla reddedilemez.Bu araştırmamızdaki iddiaları gereğinden fazlasıyla destekleyen bu görüş, 4 bölümde (Bell'in çıkarımı çerçevesinde belirlenen) Bell teoremini yerel gizli dinamik değişkenler lehine zayıflatan bir sonuçtur.

Ayrıca,Aspect-Dalibard-Roger tarafından,geliştirilmiş elektronik-aküstik teknikler kullanarak gerçekleştirilen Bohm-tipi deney sonuçlarının (bkz.,Phys.Rev.Letts.,49(1982)1804) Bell teoremini zayıflatan sonucumuzu değiştirmedigine de işaret etmek gerekir (bkz., "Local Supplementary Parameter Theories and the Aspect-Dalibard-Roger Experiment," yayımlanmamış makale).

Ancak,günümüzde kuvantum kuramının yolaçtığı sorunları giderebilecek ve meselâ,kuvantum kuramı ile rölâtivite kuramlarını birleştirecek ölçüde bu kuramın temellerinin anlaşılmış olduğu söylenemez.

Kuantik önermelerin klâsik mantık çerçevesinde değerlendirilemeyeceği bilinmekteyse de,herkesin üzerinde anlaşabildiği bir kuvantum mantığı elli yılı aşan çabalara rağmen inşa edilememiştir.

Kuvantum kuramının klâsik aritmetikten farklı ve daha genel bir aritmetiğe yolaçıp açmadığı bilinmemektedir.Kuvantum kuramından yeni doğal sayılar elde edilebilmesi durumunda,bu sayıları kullanarak inşa edilecek uzaylar,Hilbert uzayına nazaran kuvantum kuramının mahiyetine daha uygun olacaktır.Mekanik ve alan kuramlarının bu tür uzaylardaki ifadelerinin gerek fizik ve gerekse felsefe açısından son

derece önemli sonuçlara yolaçması beklenir. "Determinizm ve Mekân" konusu da ancak bazılarının yukarıda değindiğimiz konuların anlaşılmasından sonra açıklık kazanacaktır;buna rağmen,konuya derli toplu bir giriş sağlayacağı düşüncesiyle bu araştırmamızı yayımlamağa karar verdik.

5. bölümü,Sonuç kısmını ve bazı terimleri doktora hocam Prof.Dr. Ahmed Yüksel Özemre'nin eleştirileri ve uyarıları doğrultusunda değiştirdim.Kendisine bu bakımdan içten teşekkür borçluyum.Bu araştırmada herhangi yeni bir fikir bulunduğu düşünülürse,bunun aslında çok daha önceden hocam Prof. Özemre tarafından üzerinde durulmuş bir husus olduğunu ve neticelere varmak için gereken bütün ipuçlarının kendisi tarafından verildiğini söylemek büyük bir şereftir.

Ayrıca,bu araştırmanın yayımlanması için hiç bir yardımı esirgemeyen değerli ağabeyim Doç.Dr. Şehsuvar Zebitay'a içten teşekkürlerimi sunarım.

Manüskrinin daktilo edilmesine imkân sağlayan Boğaziçi Üniversitesi İdari Bilimler Fakültesi İdari Sekreteri sayın Azâde Canlı'ya ve eşim Doç.Dr. Ayhan Koç'a da teşekkür borçluyum.

6 Ağustos, 1984

1. GİRİŞ

Bu incelemede ele alınan sorun kısaca şöyle ifade edilebilir:
Doğa'daki nesnelerin tasvirleri için mekân⁽¹⁾ zorunlu mudur ?

Mekân'ın, fiilî (actual) dinamik değişkenleri kullanan bazı tasvirlerden kategorik olarak dışarılandığını gösteren bir argüman, aynı zamanda, bu tasvirler bakımından mekân'ın temel ve indirgenemez bir kategori olmadığı görüşünü de getirir. Böyle bir görüşün, ontoloji ve kozmolojinin yanısıra epistemolojinin temelleri bakımından da önemli olduğu açıktır.

(1) Yer, mahâl anlamlarında kullandığımız 'mekân', Arapça'da bir isim olan 'kevn' den türetilmiştir. 'Kevn', olma, var olma, varlık, vücut anlamlarına gelir. 'Kevn' in fiil şekli 'kāna', olmak (to be), husule gelmek anlamındadır. 'Kevn' den türetilen 'kāin' ise, mevcut olan, bulunan, var olan, varlık (being, to on) karşılığında kullanılır. 'Kevn' den türetilen 'kāinat', var olan şeylerin cümlesi ve 'kevnîyat' ise kozmoloji anlamına gelir (bkz., Devellioğlu 1970)

Ontolojik içerikli 'kevn' sözcüğü ile 'mekân' arasındaki yakın bağıntı ilginç görünmektedir. Ancak, bu bağıntının, ortaya çıkmış olduğu felsefi ve tarihi bağlamda değerlendirilmesi gerekir.

Doğa bilimlerinde XX. yüzyılda meydana gelen yapısal değişikliklerin (mekân anlayışımıza getirdikleri yenilikler bakımından) felsefede 'yeterince değerlendirilmiş oldukları' söylenemez. Bu incelemede, yukarıda belirlenen sorun XX. yüzyıl fiziğinin temel kuramlarından olan kuantum mekaniği bağlamında incelenmektedir.

Doğa ve doğa bilimleri, ötedenberi filozofların yakından ilgilendikleri konular arasında yer almıştır. Batı felsefesinin üç bin yıla yaklaşan akışı içinde doğa'yı genel ilkeler çerçevesinde anlamaya ve açıklamaya çalıştığı bilinen ilk filozof Milet'li Thales'tir (İ.Ö. VII-VI).

Thales, canlı-cansız ayırımı yapmadan, doğa'daki şeylerin 'archē' si (ilk prensip) olarak su'yu kabûl eder. Herşey su'dan meydana gelir ve tekrar su'ya döner (Laertius 1853, s. 14-23).

Archē, Anaximandros'a (İ.Ö. VII-VI) göre 'apérion' (sınırı olmayan, hudutsuz) ve Anaximenes'e (İ.Ö. VI) göre de 'hava'dır.

Herakleitos (İ.Ö. VI-V) ise, doğa'daki şeylerin archē'sinin 'ateş' olduğunu ileri süren dinamik bir görüş geliştirmiştir. Herakleitos'a göre doğa'daki şeyler sürekli bir akış içindedirler. Doğa'daki değişimleri ve oluşu (ya da, olagelişi) 'logos' düzenlemektedir.

Parmenides (İ.Ö. VI-V), doğru'ya (aletheia), Varlık'ın dialektik yöntemle incelenmesi sonucunda ulaşabileceğimizi ileri sürmüştür. Doğa'nın incelenmesi, Parmenides'e göre, doxa'ya (vehim, sanı) götürür. Doğa'daki değişme (alloioustai) vehmedilmiştir. Varlık değişmez; ne bölünür, ne de yok olur. Parmenides'in öğretisinde, Herakleitos'a karşı ola-

rak,oluş (ginestai) inkâr edilmiştir.

Parmenides'in görüşleri,öğrencisi Elea'lı Zeno (İ.Ö.V) tarafından savunulmuştur.Dialektik ve abese indirgeme (reductio ad absurdum) yöntemlerini geliştiren Zeno,mekân ve hareket'in kabûlü halinde paradokslara düşüleceğini göstermiştir.

Değişme ve oluşu açıklamayı deneyen başka bir öneri ise Empedokles (İ.Ö.V) tarafından ileri sürülmüştür.Bu öneriye göre şeylerin kökeni, toprak-su-hava-ateş olarak belirlenen dört unsurdur.Bu unsurlar Parmenides'in Varlık'ına benzerler;kendi içlerinde değişmezler,bölünmez ve yok olmazlar.Ancak mekân'da (boşluk'ta) hareket ederler;bir-birleriyle belirli oranlarda birleşebilirler,ayrılabilirler.Empedokles'e göre,değişme,dört unsurun mekân'da hareketleri (birleşmeleri-ayrılmaları) ile açıklanır.Bu öneri,değişme'nin,mekân'da hareket'e indirgenmesi şeklinde mekanist bir doğa anlayışı içerir.

Anaxagoras da (İ.Ö.V) mekanist bir doğa görüşü ileri sürmüştür. Anaxagoras'a göre şeylerin tohumlar'ı (spermata),Empedokles'in ileri sürmüş olduğu gibi dört tane değil de,sayı itibarıyla sonsuzdur. Sonsuz-küçük olan bu tohumlar ne artar,ne de eksilirler;değişmezler. Anaxagoras,Empedokles'ten farklı ve Herakleitos'a benzer olarak, oluş'u meydana getiren ve tohumlar'ı mekân'da düzenleyerek kaos'tan kozmos'u ortaya çıkaran 'Noús' un varlığını kabûl etmiştir.

Antik Yunan filozofları arasında,mekanist bir doğa anlayışını çağımız fiziğine en yakın olarak ortaya koyanı Demokritos'tur (İ.Ö. V-IV). Demokritos'a göre,şeyler,sonsuz-küçük taneciklerden meydana

gelmiştir. Sayıları sonsuz olan ve bölünmeyen bu 'átamon'lar büyüklük (megetos) ve biçim (skema) bakımından farklıdırlar ve zorunlu bir hareket'e (kinesis) tabidirler. Doğa'da raslantı yoktur. Demokritos, hareketi açıklayabilmek için boşluk'u (to kenon) kabûl etmiştir. Ancak, Demokritos'a göre, boşluk kadar dolu da (to pleres) hareket için önemlidir (Thilly 1953, s.23-47).⁽¹⁾

Doğa'daki nesnelerin tasviri için uygun bir matematiksel çerçeve oluşturan sonsuz-küçüklerin hesabı (diferansiyel-integral hesap), XVII. yüzyılın ikinci yarısında Leibniz ve Newton tarafından geliştirilmiştir.

Newton kozmolojisinin temel kavramlarından olan mutlak mekân (absolute space), kendi tabiatına veya herhangi bir dış (harici) şeye göre değişmez; her zaman aynı kalır ve hareket etmez. Göreli mekân (relative space) hareket eden bir boyut'tur (dimension); mutlak mekân'ın ölçüsüdür (measure). Göreli mekân'ı, cisimlerin konum'ları olarak duyularımız (hislerimiz) belirler.

Mutlak mekân'a benzer olarak, mutlak ve gerçek (true) zaman, hiçbir dış (harici) şeye göre olmaksızın, kendiliğinden ve kendi tabiatından akar (flows). Mutlak zaman'a Newton'un verdiği başka bir ad süre'dir, duration). Dakika, saat, gün gibi göreli ve görünüşteki (apparent) zaman ise, süre'nin hareket aracılığı ile elde edilen hissedilebilir

Yunan felsefesi'ndeki öteki mekân anlayışları için bkz.

ner 1969.

dış ölçüsü'dür (sensible external measure) ve gerçek zamanın yerine kullanılır.

Mekân ve zaman,kendilerinin ve başka şeylerin yer'leridir (place). Yer olmaları tabiatlarından dolayıdır.Şeylerin birincil (primary) yerlerinin hareket edebilir olması ise,Newton'a göre abestir.Bu nedenle,mekân ve zaman mutlak yer'lerdir.Mutlak yer'den nakil (translation) ise,mutlak hareket'tir.Sonsuzdan sonsuza kadar,konumların birbirine göre aynı kaldığı yer'ler hareketsizdir (yani,kendileri hareket etmezler);bu düşünce şekline göre de hareketsiz kalmak zorundadırlar.Hareketsiz mekân (immovable space) ise,hareketsiz yer'lerden (immovable place) meydana gelir.

Mekân ve zamanın yanısıra,Newton,kuvvet (force) kavramını,gerçek (true) ve görelî (relative) hareketleri ayırmak için kullanmaktadır. Görelî hareket,hareket eden cisim bir kuvvet ile etkileneden meydana gelen veya değişebilen harekettir.Gerçek hareket ise, ancak,hareket eden cisim bir kuvvet ile etkileneden meydana getirilebilir veya değiştirilebilir (Newton 1962,s.6-12).

Leibniz'e göre mekân,bu mekânda bulundukları kabul edilen şeylerden bağımsız değildir.Mekân'ın,bu mekânda bulunan şeylere göre herhangi bir mantıksal önceliği yoktur.Monad'ların ve özelliklerinin türevi olması nedeniyle,mekân'ın varlığı ikincil'dir (secondary) (Rescher 1967,s.89).Leibniz'e göre mekân (ya da uzam (extension)),birlikte varoluşun düzen'i (order),ya da düzenler'i sonucu ortaya çıkan bağıntılardır (Rescher 1967,s.89,dipnot).

Clarke-Leibniz mektupları'nda,Clarke,Newton'u savunarak mekânın mutlaklığını ve boşluğun (void) varolduğunu ileri sürmektedir.Ancak, Leibniz yeterli neden ilkesi'ne (principle of sufficient reason) (Broad 1975,s.10-12) dayanarak mekânın mutlak olduğu tezini reddeder. Ayrıca,boşluğun,mutlak mekânın özel bir hâli olduğunu gösterir.Dolaşısıyla da boşluğu inkâr etmiş olur (Rescher 1967,s.94).⁽¹⁾

Önceleri Leibniz ve Wollf'u izleyen,daha sonra da İngiliz empirizminin (Locke,Shaftesbury,Hume) etkisinde kalan Immanuel Kant'a göre, mekân,dışsal deney'lerimizden (outer experience) çıkartılan empirik bir kavram değildir (Kant 1965,s.68).Saf Aklın Kritiği'nin Transendental Estetik bölümünde ileri sürdüğü düşüncelere göre,mekân,dışsal sezgi'mizin (outer intuition) temelinde bulunan zorunlu ve a priori bir tasavvur'dur (representation).Mekânın mevcut olmadığını düşüneyiz;ancak,nesnelerden (objelerden) boşaltılmış (yani,boş) mekânı düşünebiliriz (a.g.e.,s.68).

Mekân tek'tir.Ayrı mekân'lardan sözedilmesi hâlinde,bu mekânlar,kuşatıcı olan tek mekân'da yer alırlar (a.g.e.,s.69).Mekân,Kant'a göre,şeyler arasındaki bağıntıların genel bir kavramı değil,saf sezgi'dir.

(1) Leibniz'in mekân ve zaman kuramlarının karşılaştırmalı bir açıklaması için bkz. Russell 1971,s.118-130.

Geometri,mekân'ın özelliklerini sentetik ve a priori olarak belirler.Mekân'ın sentetik ve a priori bilgisinin mümkün olabilmesi için Kant,mekân tasavvuru'muzun (representation) ne olması gerektiğini araştırıyor.Mekân,sadece bir kavram olamaz;çünkü,bir kavramdan,o kavramı öteleyen (aşan) önermeler elde edilemez.Mekân tasavvurumuz,Kant'a göre,kaynağı bakımından sezgi olmalıdır.

Sözkonusu sezgi,a priori olmak zorundadır;yani,nesnelerin algılanmasından evvel zihinde bulunmalıdır.Bu nedenle de,saf sezgi olmalıdır;empirik bir sezgi olamaz.Kant'ın vermiş olduğu bir örneğe göre,"uzay üç boyutludur" önermesi bir deney hükmü (judgement of experience) değildir ve hiçbir deney hükmünden de çıkartılamaz (istidlâl edilemez).

O zaman,nasıl olur da,nesnelerin algılanmasından önce gelen bir dışsal sezgi (outer intuition) zihinde bulunur ve nesneler (objeler) a priori olarak belirlenir (a.g.e.,s.70) ? Zihin,Kant'a göre,nesnelerin vasıtasız tasavvur'unu (immediate representation),yani,sezgi'sini edinir.Kant,bu açıklamanın,geometrinin a priori sentetik bilgi olarak anlaşılabilirliğini mümkün kılan tek açıklama olduğunu ileri sürüyor (a.g.e.,s.71).

Mekân,dış sezgiyi mümkün kılan hassasiyet'in (sensitivity,duyumsallık) öznel şartı'dır (subjective condition) (a.g.e.,s.71).Kant'a göre,bu açıklamalar,mekân'ın,dışsal deneylerimiz ve nesneler bakımından empirik realitesi'ni ve insan aklı bakımından da aşkın idealitesi'ni

(transcendental ideality) oluştururlar (a.g.e.,s.73).⁽¹⁾

Kant'a göre.mekân,kendi içinde şey'lerin (thing in itself,das Ding an sich) içsel özellik'i (intrinsic property) değildir.Kendi içinde şeyler bizce bilinmezler.Dışsal nesneler (outer objects) olarak adlandırdıklarıımız ise,hassasiyet'imizin (*sensibility*) yalnızca tasavvur'larıdır (*representation*).Mekân,bu hassasiyet'in form'udur (a.g.e.,s.73-74).

Alfred North Whitehead,Maxwell'in geliştirmiş olduğu elektromanyetik kuram ve Einstein'ın rölativite kuramlarında ortaya çıkan dört boyutlu mekân-zaman kontinyuum'unun,kozmozoloji anlayışımıza uzamsallık (*extensiveness*) kavramını getirdiğini ileri sürüyor.Whitehead'e göre, Descartes,Newton,Locke,Hume ve Kant'ın kozmozolojileri bu tür bir kavramı dikkate almaksızın şekillendirilmiştir.Oysa,çok daha önceleri,Platon, Timaeus'da çizmiş olduğu evren resminde uzamsallık'ı geometri bağla- mında dikkate almaktadır (Whitehead 1929,s.127).

Whitehead,Newton kozmozolojisinin tabiatında bir çelişki bulunduğunu ileri sürüyor.Söz konusu kozmozoloji,mekân'ın tutulması (iřėl edilmesi) için tek bir olanak'a (mode) izin vermektedir: "Bu madde parçası,bu süresiz an'da (durationless instant),bu bölgeyi tutuyor (iřėl ediyor)."

(1) Kant,mekân anlayışını Prolegomena'da da açık seçik olarak dile getiriyor;bkz. Kant 1965,s.32-34,68-69.

Mekândaki bu yer tutma,diğer bir an,herhangi başka bir madde parçası veya mekânın diğer bir bölgesine atıfta bulunmaksızın,son gerçek olgu (final real fact) olarak kabul edilmiştir.

Whitehead,Newton doktrinini kabul edersek,şu soruların sorulabileceğini belirtiyor: "Bir an'da hız (velocity) nereye gitti ? Gene soruyoruz: Bir an'da impuls (momentum) nereye gitti ?"

Whitehead'e göre,hız ve impuls Newton fiziğinin temel kavramlarıdır;ancak bu kavramlar Newton fiziği bakımından anlamsızdır.Hız ve impuls kavramları,seçilmiş herhangi bir an'da,şeylerin diğer yerler ve zaman'lardaki durumlarının da,mekânın maddesel bakımdan tutulmasının (işgâl edilmesinin) temel karakteristiği olarak kabul edilmesini gerektirir.Ancak,Whitehead'e göre,Newton'un görüşleri,yer tutma (işgâl etme) bağıntısının bu şekilde değerlendirilmesine izin vermez.Bu nedenle,Whitehead,Newton'un kozmoloji tasavvurunun,tabiatı bakımından tutarsız (inconsistent) olduğunu ileri sürüyor.

Whitehead'e göre,diferansiyel hesabın matematiksel incelikleri de bu güçlüğün giderilebilmesi için yetersizdir.Sözkonusu güçlük,matematiksel terimlerle şöyle dile getirilir: Newton fiziğinin yer tutma (occupancy) kavramı,bir fonksiyonun seçilmiş bir noktadaki değerine tekabül eder.Ancak,Newton fiziği,yalnızca fonksiyonun bu noktadaki limitini zorunlu kılar.Oysa,Newton kozmolojisi,yalın olgu'yu (bare fact) gösteren fonksiyon değerinin,diğer yerler ve zamanlara atıfta bulunan limit ile neden değiştirilmesi gerektiğine dair herhangi bir

ipucu vermez (Whitehead 1968,s.144-145).⁽¹⁾

Whitehead'in metafiziğindeki temel kategori süreç'tir (process). Süreç,uzam'ı (extension) gerektirir (Whitehead 1925,s.202;Leclerc 1958,s.12).

Whitehead,Descartes'in,evrenin mekân bakımından bir kontinyuum olduğunu kab0l ettiğini ileri sürer.Descartes'e göre,fiilî (actual) entitelerden (şeylerden) en az bir türü,kendi içinde uzamlıdır: Res extensa.Bu cevher (substance,töz),evreni,mekân bakımından bir doluluk (plenum) olarak belirler.Uzamlı süreklilik (extensive continuity),fiziksel gerçek'in (physical actuality)⁽²⁾ aslî bir özelliğidir.Ancak,descartes'a göre,zamansal süreklilik (temporal continuity),fiziksel gerçeğin aslî bir özelliği değildir.Zamansal süreklilik,gerçek'lerin (actualities) birbirini izlemelerinin bir özelliği olarak ortaya çıkar (Leclerc 1958,s.65,73-74;Descartes 1975, s.107-108).

Oysa,Whitehead'e göre,uzamlı süreklilik,fiziksel gerçek'in aslî bir özelliği değildir.Whitehead,fiziksel gerçek'te bir oluş süreci (process of becoming) bulunması gerektiğini ileri sürüyor.Mekân bakımından düşünülen uzamlı süreklilik ise,bu oluş sürecinin türevi olarak

(1) Karşılaştırmalı bir değerlendirme için bkz. Leclerc 1958,s.5-11.

(2) 'Gerçek' terimi,fiil'lerin toplamı anlamında kullanılmaktadır; senfiyyet (realite) anlamında düşünülmemelidir.

ortaya çıkar.Ancak,Whitehead,uzamlı süreklilik'in,Descartes'in zamansal uzamlı süreklilik kavramına benzer bir şekilde açıklanması gerektiğini de kabul ediyor.

Whitehead'in metafiziğindeki oluş (becoming) atomsal'dır.Süreç kategorisine göre,fiilli (actual) entiteler (şeyler),oluş'un yeni bir döneme ait (epochal) birimleri olarak ortaya çıkarlar.Her bir gerçek (actuality),oluş'un,bir diğerinden farklı birim süreç'leridir (unit process).Süreklilik,bir diğerinden farklı ve tamamlanmış oluş birimlerinin birbirini izlemesi şeklinde ortaya çıkar;bunun sonucu olarak da dünyanın uzamsal süreklilik'i oluşur.Whitehead'e göre,uzamsal sürekli dünya (extensive continuous world) fiilli (actual) bir entite değildir.Bir şey'in oluştuğunu (become) kabul etmemiz hâlinde ise,Zeno'nun yöntemini kullanarak,oluş'un sürekli olmadığı kanıtlanabilir.⁽¹⁾

Whitehead'e göre,oluş'un sürekliliği (continuity of becoming) mümkün değildir (yani,olamaz);mümkün olan,sürekliliğin oluş'udur (becoming of continuity).Yani,diğer bir deyişle,uzamsallık oluşur;ama,oluş'un kendisi uzamsal değildir.Whitehead,bu düşüncelere dayanarak,temel metafiziksel gerçek'in (reality) atomizm olduğunu ileri sürüyor (Whitehead 1929,s.48-49,84-114;Leclerc 1958,s.71-75).

(1) Whitehead,Zeno'nun paradokslarında,yetersiz matematiksel bilgi nedeniyle ortaya çıkan geçersiz kısımlar bulunduğunu ileri sürüyor.Ancak,bu geçersiz kısımların paradokslardan ayıklanması hâlinde,geriye geçerli argümanlar kaldığını kabul ediyor (Whitehead 1929,s.94).

Mantıkçı pozitivistler'in fizikte meydana gelen yapısal değişiklikleri felsefe bağlamında incelemiş olduklarını biliyoruz. Reichenbach, matematiğin, mümkün mekânları açığa çıkardığını ve fiziğin de bu mümkün mekânlardan hangisinin fiziksel mekânı gösterdiğine karar verilmesini sağladığını ileri sürüyor. Kant'a karşı olarak, fiziğin, deney ve gözlemler aracılığı ile fiziksel mekânın geometrisini belirlediğini kabul ediyor (Reichenbach 1957, s.6). Bu nedenle, mekân ve zamanın felsefesi, Reichenbach'a göre, Einstein'ın rölâtivite kuramının felsefesidir (a.g.e., s.xiv).

Einstein'ın özel ve genel rölâtivite kuramları, Newton kozmolojisinin mutlak mekân, mutlak zaman ve eş-zamanlılık (simultaneity) gibi temel kavramlarının değişik düşünölmelerine yolaçmaktadır.⁽¹⁾ Bu farklılıklara rağmen, özel ve genel rölâtivite, klâsik anlamda determinist kuramlardır.

Rölâtivite kuramlarının verdiği tasvirlerde, klâsik fizikte olduğu gibi, mekân ile (impuls ve enerji) gibi dinamik değişkenler arasında, birinin kesin (certain) bilgisinin öbürünün kesin bilgisini dışarması şeklinde kategorik bir bağdaşmazlık (incompatibility) bulunmaz. Östelik, klâsik fizikten farklı olarak, mekân ve zaman tek bir mekân-zaman değişkeninde birleştirilmiştir.

Özel ve genel rölâtivite kuramlarının çerçevesinde düşünölen

(1) Bkz. Sklar 1977.

ölçme'ye göre,klâsik mekanikte olduğu gibi,ölçülen dinamik değişkenin belirli (determinate) değerini kullanarak,ölçme öncesindeki belirli değerini bulabiliriz.Ölçülen dinamik değişkenin,ölçme öncesinde ve sonrasında belirli değerleri bulunması nedeniyle,sözkonusu dinamik değişken,ölçme öncesinde de sonrasında da fiilî'dir (actual).

Ancak,kuvantum kuramında farklı bir durumla karşılaşırız.Kuvantum mekaniğine göre,ölçme öncesi ile sonrasını veren tasvirler arasında kategorik bir ayırım yapılması zorunludur.

Kuvantum mekaniğinin çerçevesinde düşünülen ölçme'ye göre,ölçülen dinamik değişkenin ölçme sonrasındaki belirli değerini kullanarak, ölçme öncesine ait kesin (certain) ve belirli (determinate) bir değer bulunamaz.

Ölçme öncesini veren tasvirlere göre,dinamik değişkenin ölçme sonrasında ortaya çıkabilecek değerlerinden ancak belirli olasılık'larla söz edebiliriz.Bu durum,elbette,dinamik değişkenlerin ölçme öncesinde belirli değerleri bulunmasını gerektirmez.Dolayısıyla,sözkonusu dinamik değişken,ölçme öncesinde kuvvede mevcut'tur (potential);ölçme sonrasında ise fiilî'dir (actual).Kuvantum mekaniğinde,ölçme,kuvve'yi (potentiality) gerçek'e (actuality) dönüştürür.Yani,ölçülen değişkeni kuvve'den fiil'e çıkartır.

Kuvantum kuramının,özel ve genel rölâtivite kuramları ile klâsik mekanikten ayrıldığı önemli bir diğer nokta,mekân ile dinamik değişkenleri kullanan tasvirler arasında,birinin öbürünü dışarlaması sek-

linde bir bağdaşmazlık (birlikte bulunamazlık) getirmesidir. Bu kategorik bağdaşmazlık, kuantum mekaniğinin temel bir postülatı olan Heisenberg belirsizlik bağıntısı nedeniyle ortaya çıkar.

Sözkonusu kategorik bağdaşmazlık, nesnelerin tasvirleri ve bu tasvirler arasındaki bağıntıların terimleriyle düşünülen determinizm'in, yerel (local) ve yerel-olmayan (non-local) determinizm gibi iki farklı şekilde düşünülmesini gerektirir. Oysa, gerek özel ve genel rölâtivite kuramlarında, gerekse klâsik mekanikte yerel ve yerel-olmayan ayrımı keyfi olarak düşünülse bile, kategorik bir bağdaşmazlık sözkonusu değildir; yani, keyfi olarak düşünülen bu ayrım gene keyfi olarak ortadan kaldırılabilir.

Ancak, kuantum kuramına göre, ölçme öncesinde dinamik değişkenler fiilî (actual) değildir. Bu nedenle, yerel-olmayan (non-local) tasvirlerin, ölçme'den bağımsız olarak, mekân'ın kategorik bir inkârına yol açtığı da söylenemez.

Yerel-olmayan tasvirlerde kullanılan dinamik değişkenlerin ölçme öncesinde de fiilî (actual) olduklarının gösterilmesi durumunda, bu tasvirlerin, ölçmeden bağımsız olarak, mekânın kategorik bir inkârına yol açtığı ileri sürülebilir. Dolayısıyla, Giriş'in başlangıcında ortaya konan sorun çerçevesinde, yerel-olmayan tasvirler için mekânın zorunlu olmadığı söylenebilir.

Kuantum kuramında, ölçme, dinamik değişkenler bakımından, kuvve'yi (potentiality, potentia) gerçek'e (actuality, actus) dönüştürür. Bu

dönüşme mutlakdır; yani, ölçme sonrasındaki gerçek ten (actuality hareket ederek, ölçme öncesine ait bir gerçek'i kuantum mekaniğinde düşünemeyiz.

Kuvve-gerçek (potentiality-actuality) ayrımı⁽¹⁾, yukarda belirlenen çerçevede, sadece kuantum mekaniğine özgüdür. Bu kategorik ayrımın ortaya çıkmasına sebep olan kuvantik ölçme 2. bölümde incelenmektedir.

Ancak, ölçme sonrasındaki gerçek'ten (actuality) hareket ederek, ölçme öncesine ait bir gerçek'in kuantum mekaniğinden elde edilememesi, böyle bir gerçek'in düşünülmesinin imkânsızlığını içermez. 5. bölümde, dinamik değişken impuls'un, ölçme öncesinde de fiilî (actual) olup olmadığı araştırılmaktadır.

Ölçme öncesinde impuls'un fiilî (actual) olduğunun düşünülmesi, kuvantik tasvirlerin tam (complete) olup olmadıkları sorusu ile yakından bağlantılıdır. Eğer, ölçme öncesinde fiilî bir impuls düşünülebilirse, kuvantik tasvirler bu impuls'u fiilî olarak belirlemediklerinden dolayı tam olamazlar. 3. bölümde, kuvantik tasvirlerin tam olmadığını ileri süren Einstein-Podolsky-Rosen argümanı, etkileşme (interaction) ve mekânda ayırılabilirlik (seperability) konuları da dikkate alınarak incelenmektedir.

Kuantik tasvirlerin tam olmadıklarının geçerli bir argümanla gösterilmesi, tam bir kuantum mekaniğinin de düşünülmesini mümkün kılar. 5. bölümde yeni bir impuls kavramı tanımlanarak, genişletilmiş bir

(1) Ya da, kuvve-fiil ayrımı. Bu incelemede 'gerçek' ile 'fiilî' terimlerini eş anlamlı olarak kullanıyoruz.

kuvantum mekaniği önerilmektedir

Ancak,kuvantik tasvirlerin genişletilmeleri Bell teoremi ile sınırlandırılmıştır 4 bölümde,Bell teoremi ile alınmakta ve bu teoremin Einstein-Podolsky-Rosen argümanının reddedilmesine yol açıp açmadığı incelenmektedir.Yerel-olmayan etkileşme ve gizli dinamik değişken konularına değinilerek, 5. bölümde geliştirilen genişletilmiş kuvantum mekaniğinin Bell teoremi ile tutarsızlığa **yol açıp açmadığı araştırılmaktadır.**

2. ÖLÇME SORUNU

Klasik fizik (mekanik,istatistik mekanik,elektromanyetik,v.d.),nesneleri iki farklı türde tasvir eder:

- (i) mekân ve zamanda belirli yerler tutan nesneler (yani,gezegenler,havada giden top mermisi gibi yerel (local) nesneler),ve
- (ii) mekân ve zamanda yayılmış alanlar (yerçekim alanı,mıknatıs alanı gibi).

Yerel nesneler,matematiksel bakımdan uygun bir mekânda maddesel nokta'lar (material points) ile,ve alanlar da,yayılmış oldukları mekân ve zamanın herbir noktasındaki vektör (ya da,tansör) bileşenleri ile gösterilirler.

Klasik fiziğe göre,hız ve enerji gibi nicelikler sonsuz-küçük (infinitesimal) ölçüde bölünebilirler.Bu bölünebilirlik,klasik fiziğin matematiksel yapısını oluşturan diferansiyel-integral hesabın sonsuz-küçüklerin hesabı olmasıyla mümkün kılınır.Bundan dolayı da,enerjinin artması,eksilmesi gibi değişimler süreklidir.

Ancak,klasik fiziğin çerçevesinde oluşturulan tasvirler,doğa'daki nesnelerin temel tasvirleri değildir. 1900 yılında,Max Planck'ın kara cisim yayını'nı (black body radiation) açıklamak için kullandığı bir hipoteze göre,harmonik osilatörün enerjisi kuvantize'dir;yani,kesintili değerler ile sınırlandırılmıştır.

Sözkonusu hipoteze göre,harmonik osilatörün enerjisi sonsuz-küçük ölçüde bölünemez.En küçük değişme birimi 'h' dir ; 'h',osilatörün frekansını ve 'h' de,Planck sabitini gösterir.Osilatörün enerjisi, 'hν' nun herhangi bir tam sayı katı olabilir: $nh\nu$, $n=0,1,2,...$ Dolayısıyla,enerjinin değişmesi sürekli değildir.

Kuantum kuramı,niceliklerin en küçük birimleri oldukları kabul edilen kuvantum'ların fiziksel özelliklerini inceler.Kuantum'lar, Demokritos'un atomon'ları gibi,daha küçük parçalara bölünmezler.Bu birimler,klâsik fizikten farklı olarak,sonsuz-küçük değildir.Kuantumların büyüklüğü,Planck sabiti ($h=6.625 \times 10^{-27}$ erg-sn) ile belirlenir.

Niceliklerin (değişkenlerin) sonsuz-küçüklere bölünemez olduklarının kabulünün yanı sıra,kuantum mekaniğinin klâsik fizikten ayrıldığı diğer önemli bir husus,fiziksel nesnelerin tabiatında tanecik-dalga düalitesi bulunduğunu kabul etmesidir.Sözkonusu düalite (bkz. Koç 1981,s.19-37) iki yanlı düşünölmek zorundadır: Alanlar,yerel-nesnelerin özelliklerini ve yerel-nesneler de alanların özelliklerini gösterirler.

Einstein,ışığın (yani,elektromanyetik alanın) enerjisinin mekânda sürekli olarak dağılmadığının varsayılması durumunda,kara cisim yayılımı,ışığın dönüşümü ve salınımı gibi olayların daha iyi anlaşılacağını ileri sürüyor.Bu hipoteze göre,bir nokta kaynaktan yayılan ışığın enerjisi,meânda yerel olma özelliğine sahip sonlu sayıda enerji kuvantumlarından oluşur.Herbir kuvantumun enerjisi 'hν' ile gösterilir;

'h', Planck sabitini ve ' ν ' da, elektromanyetik alanın (yani, ışığın) frekansını gösterir. Enerji kuantumları bölünmeden hareket ederler; tam birimler olarak üretilir ya da soğurulurlar (Einstein 1905, s. 367). Einstein, bu hipotezi kullanarak foto-elektrik olayını (bir metalin üzerine ışık düşürülmesi durumunda, metalin yüzeyinden elektronların kopmasını) açıklamıştır.

Mekâna yayılan elektromanyetik alanın enerjisinin, yerel-nesnelere ait özellikler göstermesinin 1905'te Einstein tarafından kabul edilmesinden sonra, yerel-nesnelerin alansal özellikler gösterdiği, 1923'te L. de Broglie tarafından önerilmiştir. de Broglie, yerel-nesne olduğu kabul edilen elektron'un impuls'unun, bu elektrona tekabül ettiği düşünülen dalga'nın dalga boyu ile ters orantılı olduğunu ileri sürmüştür. Yani, yerel-nesnenin impulsu p , Planck sabiti h 'yi, yerel-nesneye tekabül ettiği düşünülen dalganın dalga boyu λ ile bölerek elde edilir. ⁽¹⁾

Kuantum mekaniği, 1925'te W. Heisenberg tarafından matris cebiri olarak ortaya konmuştur (Heisenberg 1949). 1926'da ise, E. Schrödinger kuantum mekaniğini, de Broglie hipotezini kullanarak ve nesnelerin temel tasvirlerinin sanal (complex) dalgalar ile belirlendiğini kabul ederek kurmuştur. Aynı sonuçları vermeleri nedeni ile Heisenberg ve

(1) Yerel-nesnelere tekabül ettikleri düşünülen de Broglie dalgalarının ölçülebilir olup olmadıkları hala bir araştırma konusudur; bkz., Popper et al. 1981,

Schrödinger formülasyonları eş-değer kabul edilirler.

Schrödinger formalizmine göre,fiziksel nesnelerin tam bir tasvirini verdiği kabul edilen sanal dalga fonksiyonunu şöyle yazarız:

$$\psi(\vec{r},t) = A e^{(2\pi i/\hbar)(\vec{p}\cdot\vec{r}-Et)} \quad \dots(1)$$

A,normalizasyon sabitini,h,Planck sabitini, $\vec{p}$,taneciğin impulsunu,ve E de,taneciğin enerjisini gösterir. $\vec{r}$,koordinatlara ve t de,zamana tekabül eder

Tanecik-dalga düalitesini, $\vec{p}$ yerine $\hbar\vec{k}$ ve,E yerine $\hbar\omega$ kullanarak açıkça dile getirebiliriz.0 zaman,(1) denklemi şöyle yazılır:

$$\psi(\vec{r},t) = A e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)} \quad \dots(2)$$

$\vec{k}$,taneciğe tekabül ettiği kabul olunan de Broglie dalgasının dalga sayısı vektörünü,ve ω da,aynı dalganın açısal frekansını gösterir. ,

Tanecikleri tasvir eden sanal ψ dalgaları ile, de Broglie dalgalarının,yorumlanışları ve kuvantum mekaniğindeki kullanılışları bakımından aynı olmadıklarına dikkat etmek gerekir.

Kuvantum mekaniğinde,taneciğin hâlini tasvir eden dalga fonksiyonunun fiziksel bakımdan anlamlı olabilmesi için,bu fonksiyonun kendisinin ve birinci dereceden koordinat türevinin sonlu ve sürekli oldukları kabul edilir.

M.Born, nesnelerin tam bir tasvirini verdiği (yani, mümkün tüm bilgiyi içerdiği) kabul olunan ψ 'yi, bir olasılık dalgası şeklinde yorumlamıştır. Tek boyutta, $\psi^*(x)\psi(x)$, taneciğin x ile $(x+dx)$ arasında bulunmasının olasılığını gösterir. Fourier analizi ile, dalga fonksiyonunu $\phi(k)$ şeklinde de yazabiliriz. O zaman, $\phi^*(k)\phi(k)$, taneciğin impulsunun $h k$ ile $h(k+dk)$ arasında bulunmasının olasılığını verir. Ayrıca, sanal dalga fonksiyonları kullanarak olasılık akısı (probability flux) tanımlanır ve süreklilik denklemi yazılır (Bohm 1959, s.97-98; Wieder 1973, s.78-83).

Nesnelerin fiziksel hallerini tasvir ettikleri kabul olunan olasılık dalgaları, gözlenebilir'lere (observable) bağlı olarak düşünülürler. Enerji, impuls, açısal momentum, spin gibi nicelikler, kuantum kuramındaki gözlenebilirleri oluşturur.

Bir gözlenebilirin ölçmede alacağı mümkün değerler, bu gözlenebilirin spektrum'unu meydana getirir. Bu spektrum, sürekli veya kesintili, ya da kısmen kesintili ve sürekli olabilir. Herbir mümkün ölçme sonucuna, dejenerasyon olmaması durumunda, bir dalga fonksiyonu tekabül eder.

Bir gözlenebilir belli bir değere sahip ise, o zaman, taneciğin fiziksel hâlinin, bu değere tekabül eden sanal dalga fonksiyonu ile tasvir edildiği kabul olunur. Bir gözlenebilirin spektrumundaki mümkün değerler, öz-değerler (eigenvalues) ve bu değerlere tekabül eden fonksiyonlar da öz-fonksiyonlar (eigenfunctions) terimleri ile adlandırılır.

Kuantum kuramında, bir gözlenebilirin belli bir öz-değere sahip olabilmesi ve taneciğin fiziksel hâlinin, bu öz-değere tekabül eden öz-fonksiyon ile tasvir edilebilmesi için, sözkonusu gözlenebilirin ölçülmüş olması gerekir. Sözkonusu gözlenebilirin ölçülmemiş olması durumunda, kuantum mekaniğine göre, bu gözlenebilirin belirli bir değeri olamaz.

Ölçme öncesi için, taneciğin fiziksel hâlini, belli bir gözlenebilirin öz-değerlerine tekabül eden öz-fonksiyonlar cinsinden bir toplam ile anlatabiliriz. Bu toplama giren öz-fonksiyonların katsayılarının mutlak değerlerinin karesi, ölçme sonrası için, taneciğin bu öz-fonksiyonlar ile gösterilen fiziksel hâllerde bulunmasının olasılıklarını belirler. Bu olasılıklar, aynı zamanda, ölçme sonucu olarak elde edilebilecek değerlerin de olasılıklarıdır.

Şöyle bir örnek verebiliriz. Sözkonusu gözlenebilirin impuls olduğunu düşünelim ve bu gözlenebiliri P ile gösterelim. P 'ye tekabül eden impuls operatörü $\hat{p}$ 'nin kesintili (discreet) bir spektrumu olduğunu kabul edelim. Tanecik üzerinde impulsun ölçülmesi, $\hat{p}$ 'nin, $p_1, p_2, \dots$ ile gösterilen öz-değerlerinden bir tanesini verecektir. Bu öz-değerlere tekabül eden öz-fonksiyonların $\phi_1(p), \phi_2(p), \dots$ ile gösterildiğini düşünelim. Tanecik üzerinde impuls ölçülmeden önce, taneciğin başlangıç hâlini $\Phi(p)$ dalga fonksiyonu ile gösterdiğimizizi farzedelim. $\Phi(p)$ 'yi, $\phi_i(p)$ öz-fonksiyonlarının terimleriyle şöyle yazarız:

$$\Phi(p) = a_1 \phi_1(p) + a_2 \phi_2(p) + \dots \quad 31$$

Herhangi bir $|a_i|^2$, ölçmenin hemen sonrası için, taneciğin fiziksel halinin $\phi_i(p)$ öz-fonksiyonu ile tasvir edilmesinin ve impuls öz-değerinin p_i olmasının olasılığını verir. $\Phi(p)$ normalize edilmişse, öz-değer olasılıklarının toplamı bir'dir:

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 + \dots = 1 \quad \dots(4)$$

Kuantum kuramını klâsik fizikten ayıran diğer önemli bir nokta, kuantum mekaniğindeki bazı niceliklere tekabül eden operatörlerin çarpmada yer değiştirmemesidir. Çarpmada yer değiştirmeyen gözlenebilir ikilileri, konjüge dinamik değişkenler terimi ile isimlendirilir. Kuantum mekaniğinde, koordinat ve impulsa tekabül eden $\hat{r}$ ve $\hat{p}$ operatörleri çarpmada yer değişmezler⁽¹⁾:

$$\hat{r} \cdot \hat{p} \neq \hat{p} \cdot \hat{r} \quad \dots(5)$$

(5) denkleminin fiziksel bakımdan şöyle yorumlanması gerekir:

(i) önce koordinatı, sonra da impulsu ölçeriz; veya

(ii) önce impulsu, sonra da koordinatı ölçeriz.

(1) Kuantum mekaniğinde, koordinatlar ve impuls, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle aynı tasvir içinde yer alamazlar. Bu bakımdan, (5) denklemindeki çarpım, vektörel bakımdan bir iç-çarpım olarak düşünülemez.

(i),(5) denkleminin sol yanını,(ii) de,sağ yanının yorumudur.Eğer,(i)'i seçerek impulsu ölçersek,bulacağımız değer,(ii)'yi seçmiş ve impulsu ölçmüş olsaydık,bulmuş olduğumuz değerden farklı olurdu.Yani,kuantum mekaniğine göre,(i) ve (ii)'deki impuls değerleri eşit değildir.Oysa,klâsik mekaniğe göre,bu değerlerin aynı olması gerekir; yani,(i)'den ve (ii) den elde edilecek impuls değerleri farklı olmaz.Klâsik mekanik ve kuantum kuramları arasındaki bu fark,kuantum mekaniğinin ve doğa bilimlerinin temelleri bakımından son derece önemlidir.

(5) denkleminin içerdiği fiziksel sonuçlar,kuantum kuramında Heiserberg yer değiştirme bağıntıları (commutation relations) ile anlatılır:

$$\left. \begin{aligned} [\hat{x}_i, \hat{x}_j] &= [\hat{p}_i, \hat{p}_j] = 0 \\ [\hat{x}_i, \hat{p}_j] &= \hat{x}_i \hat{p}_j - \hat{p}_j \hat{x}_i = i\hbar \delta_{ij} \hat{I}; \quad i,j=1,2,3 \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

$\hat{I}$,birim matrisi, δ_{ij} ,Kronecker δ 'sını, $\hat{x}_i$ ile $\hat{p}_j$ de koordinat ile impulsa tekabül eden operatörleri gösterirler.

Serbest bir taneciğin fiziksel hâlini,x boyutunda,

$$\psi = e^{(2\pi i/\hbar) p_0 x} \dots (7)$$

dalga fonksiyonu ile göstereyim.İmpuls operatörü $\hat{p}_x$ şöyle tanım-

lanır⁽¹⁾:

$$\hat{p}_x = (\hbar/2\pi i) \partial/\partial x \quad \dots(8)$$

Taneciğin fiziksel hâli ψ ile tasvir edildiğinde, taneciğin impuls değeri, $\hat{p}_x$ 'i, ψ 'ye uygulayarak bulunur:

$$\hat{p}_x \psi = (\hbar/2\pi i) \partial\psi/\partial x = p_0 \psi \quad \dots(9)$$

(9) denkleminin fiziksel anlamı şudur: Serbest taneciğin fiziksel hâli, (7) denklemindeki dalga fonksiyonu ψ ile tasvir edildiğinde, taneciğin impuls değeri p_0 'dır.

Taneciğin fiziksel hâli (7) denklemindeki dalga fonksiyonu ile tasvir edildiğinde, taneciğin mekândaki yerini belirlememiz mümkün değildir. Yani, kuantum mekaniğini kullanarak taneciği mekânda lokalize edemeyiz:

$$\hat{x} \psi \neq x_0 \psi \quad \dots(10)$$

Tanecik, ψ ile tasvir edildiğinde, x_0 'ın a ile b arasında bulunmasının görelî olasılığı $P(a,b)$ şöyle bulunur:

(1) (8) denkleminde verilen tanımdan anlaşıldığı gibi, impuls operatörü $\hat{p}_x$, x eksenî üzerinde sonsuz-küçük yer değıştirmeler'e yolaçar (Wieder 1973, s.76). Ancak, bu yer değıştirmelerin sanal olduğına dikkat etmek gerekir.

$$P(a,b) = \int_a^b \psi^* \psi dx = \int_a^b dx = b - a \quad \dots(11)$$

$P(a,b)$, a 'dan bağımsız olduğundan ve $(b-a)$ ile belirlendiğinden dolayı, mümkün x değerlerinin olasılıkları eşittir (Einstein et al 1935,s 4).Taneciği ölçerek mekânda lokalize edersek,o zaman da taneciğin fiziksel hâlini artık (7) denklemindeki dalga fonksiyonu ile tasvir edemeyiz.Dolayısıyla,impuls değerinin p_0 olduğunu da artık söyleyemeyiz.

Bu sonuçlar Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle ortaya çıkarlar.Genel olarak, A , B ve C gözlenebilirlerini gösteren Hermit operatörleri $\hat{A}$, $\hat{B}$ ve $\hat{C}$,

$$[\hat{A}, \hat{B}] = i \hat{C} \quad \dots(12)$$

yer değiştirme bağıntısını sağlıyor iseler,bu gözlenebilirlerin ölçümleri,ölçülen sistemin ψ gibi bir hâli için:

$$(\Delta A)_\psi \cdot (\Delta B)_\psi \geq (1/2) \langle C \rangle_\psi \quad \dots(13)$$

ile gösterilen Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı'nı da sağlamak zorunudur (Wieder 1973,s.64-65). $(\Delta A)_\psi$ ve $(\Delta B)_\psi$, ψ ile tasvir olunan hâl için, A ve B gözlenebilirlerindeki belirsizlikleri gösterirler. $\langle C \rangle_\psi$, ψ hâli için, C 'nin beklenen değeri'dir (expectation value).

(6) denklemiindeki yer değiştirme bağıntılarını kullanarak, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı'nı gösteren (13) denklemi, koordinat

x_i ve impuls p_j 'nin terimleriyle şöyle yazılır:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x_i \cdot \Delta x_j &\geq 0 \\ \Delta p_i \cdot \Delta p_j &\geq 0 \\ \Delta x_i \cdot \Delta p_j &\geq (1/2) \hbar \delta_{ij}; i, j = 1, 2, 3 \end{aligned} \right\} \dots (14)$$

(14)'e göre, koordinat x_i ve impuls p_i 'nin belirsizliklerinin çarpımı $(\hbar/2)$ 'den daha küçük olamaz. Yani, ψ ile tasvir olunan hâl için, x_i ve p_i ,birlikte kesinlikle bilinemez. Eğer, impuls p_i 'yi kesinlikle biliyorsak, p_i 'nin belirsizliğini gösteren Δp_i sıfırdır; o zaman, koordinat x_i 'nin belirsizliği Δx_i sonsuza gider. Yani, tanecik, ψ hâli için, kuvantum mekaniğini kullanarak mekânda lokalize edilemez.

Dinamik sistemin fiziksel hâlini tasvir eden sanal dalga fonksiyonu ψ 'nin ölçmeden bağımsız dşnlen değişmesi, Schrödinger denklemi ile belirlenir.⁽¹⁾ Bu değişme determinist ve nedensel'dir (causal).

(1) Değişmeleri belirleyen denklemler, kullanılan formalizasyona göre değişirler. Heisenberg formalizasyonuna göre, hâl vektörü sabit kalırken, gzlenebilirleri gösteren operatörler ve öz-fonksiyonları değişir. Böylece, gözlenebilirlerin beklenen değerlerinin de değişmesi sağlanmış olur. Etkileşme formalizasyonuna göre, hâl vektörleri ve gözlenebilirler birlikte değişirler. Oysa, Schrödinger formalizasyonunda, operatörler ve öz-fonksiyonları sabittir; sadece hâl vektörü değişir.

Kuantum mekaniği, küçük (ya da mikro) şeylerin dinamiğini tasvir etmek için kullanılan bir kuramdır. Kuantum mekaniğinin kurucularından Dirac, nesnelerin küçük-büyük ayrımını ölçme üzerinde temellendiriyor. Bir nesnenin ölçülmesinde ortaya çıkan etkileşme (ve dolayısıyla, ölçme nedeniyle ölçülen niceliklerin değişmesi) önlenabilir veya ihmal edilebilirse, bu nesne, Dirac'a göre, mutlak anlamda büyük'tür. Büyük (ya da, makro) nesnelerin tasvirleri için klâsik fizik yeterlidir. Ölçmede ortaya çıkan etkileşme önlenemiyor veya ihmal edilemiyorsa, ölçülen nesne mutlak anlamda küçük'tür. Küçük (ya da, mikro) nesnelerin tasvir edilebilmeleri için kuantum mekaniğinin kullanılması zorunludur (Dirac 1962, s.3-4) ⁽¹⁾

Ancak, kuantum mekaniksel ölçme sonuçlarının klâsik (makro) terimlerle dile getirilebilir olması gerektiği de açıktır. Yani, kuantum mekaniksel sonuçlar, kuramsal olarak, makro evrene taşınabilmelidir (Bohr 1969, s.230; Bohm 1959, s.31, 626). Böyle bir geçiş'in mümkün olduğunu gösteren Ehrenfest teorimi, klâsik ve kuantum mekanikleri arasında bir aktarma (correspondence) sağlar (Kemble 1937, s.49-51; Kramers 1958, s.110-112; Bohm 1959, s.195, 265). Aktarma ilkesi'nin (Correspondence Principle) çerçevesinde, klâsik hareket denklemleri kuantum mekaniğinden elde edilir. ⁽²⁾

(1) Dirac, etkileşme yerine, sınırlayıcı rahatsız ediş (limiting disturbance) terimini kullanıyor.

(2) Ancak, Aktarma İlkesi'nin yeterince sağlam olduğu söylenemez. Kuantum mekaniğinin kuramsal çerçevesi içinde (devam ediyor)

Kuantum mekaniksel bir sistem ile makro bir ölçme aygıtının etkileşmesini tasvir eden bir kuramın bulunmadığına dikkat etmek gerekir (Wieder 1971,s.7). Üstelik, Bohr'un Tümlenlik İlkesi'ne (Complementarity Principle) göre de, ölçülen ve ölçen nesnelerin dinamik tasvirleri karşılıklı ayrı (mutually exclusive) olmak zorundadır (Scheibe 1973,s.29-35).^{(1),(2)}

Ölçme aygıtı gibi makro bir nesnenin, kuantik tasvirlerle birlikte düşünülmesinden dolayı ortaya çıkan sorunları bir yana bırakırsak, ölçme sorunu, dalga paketi indirgenmesi (wave packet reduction) nedeniyle oluşur.

$\Phi(p)$ 'nin, mikro bir taneciğin başlangıç hâlini tasvir eden bir dalga fonksiyonu olduğunu farzedelim. Kesintili bir spektrum için, başlangıç hâlini gösteren $\Phi(p)$ 'yi, P ile gösterdiğimiz impulsa tekabül eden $\hat{P}$ operatörünün öz-fonksiyonları cinsinden açarız:

$$\Phi(p) = \sum_i a_i \phi_i(p) \quad \dots (15)$$

Açılım katsayısı a_i 'nin mutlak değerinin karesi $|a_i|^2$, ölçme sonucu olarak p_i değerinin bulunmasının ve ölçmeden sonra taneciğin $\phi_i(p)$ ile gösterilen hâlde kalmasının olasılığını verir.

(s. 28'den devam) mümkün olan bir düşünce deneyi, bazı makro fenomenlerin zamanda lokalize olmamalarını gerektiriyor. Oysa, klâsik fiziğin çerçevesi içinde, bütün makro fenomenler zamanda lokalize olmak zorundadırlar (Koç 1981 (b), s.151-154).

(1) Makro bir aygıtın, mikro bir nesneye bağlanması (couple) için bkz. d'Espagnat 1971, s.211-304; Wigner 1971.

(2) Kuantum mekaniğinde ölçme kuramının derli toplu bir ifadesi için bkz. Kemble 1937, s.318-347. Olasılıksal-istatistiksel yorumlar ve ölçme konusunda diğer önemli kaynaklar için bkz. Koç 1981, s.106-160.

Tanecik üzerindeki impuls ölçmesi ve P_i sonucunun bulunması:

$$\Phi(p) \rightarrow \phi_i(p) \quad \dots(16)$$

ile gösterilen indirgenme'ye yolaçar.⁽¹⁾

Taneciğin ölçmeden önceki başlangıç hâli,(15) denklemiyle verilen dalga fonksiyonu ile tasvir edildiğinde,taneciğin belirli (determinate) bir impuls değeri yoktur (Pauli 1980,s.67-78).Ancak,ölçme sonrası için,mümkün impuls değerlerinden,bu değerlere belirli olasılıklar atayarak sözedebiliriz.Ölçme,mümkün öz-değerlerden bir tanesini,taneciğin impuls değeri olarak belirler.Taneciğin ölçmeden sonraki fiziksel hâli $\Phi(p)$ yerine,ölçme sonucu olarak bulunan öz-değere tekabül eden öz-fonksiyon ile tasvir edilir.

(16) 'daki indirgenmeden hemen sonra,tanecik üzerinde ikinci bir impuls ölçmesi yapılırsa,sonuç,kuvantum mekaniğine göre P_i olarak bulunmak zorundadır.Taneciğin impuls değeri birinci ölçme ile belirlendikten sonra,ikinci impuls ölçmesi,artık ikinci bir indirgenmeye yolaçmaz.

Kuvantum mekaniği,(16) 'da gösterilen $\Phi(p)$ 'den $\phi_i(p)$ 'ye geçişi (yani,indirgenmeyi) tasvir etmez.Üstelik,ölçme sonucu P_i 'yi kullanarak,taneciğin ölçmeden önceki impulsunun ne olduğunu da bula-

(1) İndirgenmenin ortaya çıkması için spektrumun kesintili olması gerekli değildir.Sürekli bir spektrum için de benzer bir indirgenmenin ortaya çıktığı gösterilebilir (bkz. Einstein et al. 1935,s.779-780).

mayız.Bu nedenle,kuantum mekaniği endeterminist bir kuramdır.⁽¹⁾

(16) 'da,impuls terimleriyle ifade edilen indirgenme,benzer olarak koordinatların ölçülmesinde de ortaya çıkar.Sözkonusu indirgenmenin çözümlenmesi,anlaşılması ve yorumlanması,kuantum kuramındaki ölçme sorununu meydana getirir.

Bölünemezlik,düalite,yer değiştirme bağıntıları,Heisenberg Belirsizlik İlkesi,Aktarma İlkesi ve indirgenme,kuantum mekaniğini karakterize ederler.Kuantum mekaniği,indirgenme nedeniyle,endeterminist bir kuramdır.

5. bölümde,determinizm,yerel determinizm ve yerel-olmayan determinizm'e ayrıştırılarak incelenmektedir.⁽²⁾ Başlangıç hâli için belirli değerler içeren yeni bir impuls tanımlanarak,kuantum mekaniğinin genişletilmiş şekli olarak düşünülebilecek bir teori önerilmektedir.Ancak,daha önce, 3. bölümde,kuantik tasvirlerin tam olmadığı ileri süren Einstein-Podolsky-Rosen argümanını ele alacağız.Daha sonra da, 4. bölümde,kuantik tasvirlerde gizli dinamik değişkenlerin kullanılması durumunda ortaya çıkan tutarsızlıkları belirleyin Bell argümanını inceleyeceğiz.

(1) Oysa,klâsik mekanikte durum farklıdır.Başlangıç hâlinden,ölçmeden sonraki hâle geçiş kuramsal olarak mümkündür.Ölçme sonucunu kullanarak,dinamik sistemin ölçmeden önceki hâlinin ne olması gerektiği,hareket denklemlerinden bulunur.Üstelik,tahminler kesindir;yani,olasılıksal değildir.Bundan dolayı,klâsik mekaniğin determinist bir kuram olduğu kabûl edilir.

(2) Klâsik mekanik bakımından keyfi olan bu ayrım,kuantum mekaniği bakımından anlamlı ve zorunludur.

3. EINSTEIN-PODOLSKY-ROSEN ARGOMANI ve MEKÂNDA AYIRILABİLİRLİK

Niceliklerin bölünemezliği, düalite, yer değiştirme bağıntıları, Heisenberg Belirsizlik İlkesi, Aktarma İlkesi ve indirgenme ile karakterize edilen kuantum mekaniği (bkz. bölüm 2), deney sonuçları ile uyum sağlayan başarılı bir kuramdır.

Ancak, Einstein, Podolsky ve Rosen, deney sonuçları ile uyuşması bakımından kuantum mekaniğinin doğru (correct) bir kuram olduğunu kabul etmekle birlikte, geliştirdikleri geçerli (valid) bir argüman sonucunda kuantik tasvirlerin tam olmadığını ileri sürmüşlerdir (Einstein et.al. 1935). Bu argümandan 'EPR Argümanı' olarak sözedeceğiz. (1)

EPR argümanı, kuantik tasvirlerin tam olmadığına dair bir iddianın kuantum kuramının temel postülatları ile tutarlı (consistent) olarak ileri sürülebileceğini gösterir; dolayısıyla tam bir kuantum

(1) EPR argümanı için bkz. Bohm, Aharonov 1957; 1960; Bohr 1935; Breitenberger 1965; de Beauregard 1977(a), 1977(b); Erlichson 1972; Feyerabend 1968; 1969; Fine 1974; Fox 1972; Freund 1981; Gardner 1972; Ghirardi, Rimini, Weber 1976; Hooker 1971; Inglis 1961; Koç 1980; 1981(a); 1981(c); 1981(e); Krips 1969; Mac Grath 1978; Mirman 1973; Reisler 1971; van Fraassen 1974. Diğer kaynaklar için bkz. Hooker 1972, s. 67,

mekaniğinin düşünülmesini mümkün kılar.EPR makalesinde,tam bir kuvantum mekaniğinin ne olduğunu ve nasıl inşa edilebileceğini gösteren herhangi bir öneri yeralmaz.Ancak,EPR argümanının sonucu, 5. bölümde önerilen genişletilmiş kuvantum mekaniğine temel hazırlaması bakımından önemlidir.Bu nedenle de,incelenmesi ve ölçme sorunu bağlamında değerlendirilmesi gerekmektedir.

EPR argümanı şu üç varsayım üzerinde temellendirilmiştir:

- (i) tamlık şartı (completeness requirement),
- (ii) fiziksel gerçeklik ölçütü⁽¹⁾ (physical reality criterion),ve
- (iii) mekânda ayırılabilirlik ilkesi (yani,mekânda ayrılmış nesnelerin etkileşmediklerinin kabûlü).

EPR makalesinde,bir fizik kuramının tam olduğunun kabûl edilebilmesi için şu gerekli şart ileri sürülmüştür:

Fizik kuramında,fiziksel gerçekliğin herbir
ögesine karşılık olan bir öge bulunmalıdır

(Einstein et al. 1935,s.777).

Einstein,Podolsky ve Rosen,fiziksel gerçekliği a priori felsefi düşüncelerle belirlemenin mümkün olmadığını kabûl ederler.EPR makalesinde,fiziksel gerçekliği belirleyen tüketici (exhaustive) ve

(1) 'Fiziksel gerçeklik ölçütü' bağlamındaki 'gerçeklik' terimini felsefi mahiyetteki 'réalité' ('şenfiyyet') terimi ile eş-anlamlı kullanmıyoruz.'Gerçeklik' teriminin anlamına ilerde açıklık getirilmektedir.

kuşatıcı (comprehensive) bir tanım verilmemiştir;ancak,fiziksel ba-
kimden gerçek olabilmenin yeterli bir şartı ileri sürülmüştür:

Bir fiziksel niceliğin değerini,dinamik
sistemi herhangi bir şekilde bozmaksızın
kesinlikle (yani,bir'e eşit olasılıkla)
tahmin edebiliyorsak,o zaman,fiziksel ger-
çekliğin bu fiziksel niceliğe karşılık
olan bir ögesi vardır

(a.g.e.,s.777).

Einstein,Podolsky ve Rosen'a göre,fiziksel gerçeklik ölçütü,
klâsik fizikteki ve kuvantum mekaniğindeki gerçeklik düşünceleri ile
uyuşmaktadır.

Fiziksel gerçeklik ölçütüne göre,belli bir fiziksel niceliğin
kesin bir değerini kuvantum mekaniğinden elde edebiliyorsak,o zaman,
fiziksel gerçekliğin bu değere karşılık olan bir ögesinin bulunması
gerekir.Başka bir deyişle,fiziksel niceliğin sözkonu kesin değeri
gerçektir.

Ancak,fiziksel gerçekliğin tüm ögelerinin fizik kuramında karşı-
lıkları bulunması gerektiğine dair bir şart EPR makalesinde ileri
sürülmemiştir.Dolayısıyla,Einstein,Podolsky ve Rosen'a göre,doğru
(correct) olan bir kuramın aynı zamanda tam olması gerekmez.

EPR makalesinde şu üç şey arasında temel bir ayrım yapılmaktadır:

- (i) fiziksel olarak gözlemlenebilen nicelik A ,
 - (ii) A niceliğini matematiksel olarak tasvir eden operatör $\hat{A}$, ve
 - (iii) fiziksel gerçeğin A niceliğine tekabül eden ögesi a_i ,
- (a.g.e.,s.778).

Bu ayrımı dikkate alarak tamlık şartı (TŞ) 'yi daha açık olarak şöyle dile getiririz:

- (TŞ) (Dalga fonksiyonu Ψ , fiziksel gerçeğin tam bir tasvirini verir) ise, (a_i fiziksel gerçeğin ögesi olduğunda, A 'nın değerini kesinlikle tahmin ederiz).

Tamlık şartı (TŞ) 'yi kısaca şöyle yazabiliriz:

$$T\Psi \supset (a_i \supset P(A)) \quad \dots(1)$$

' $T\Psi$ ', "dalga fonksiyonu Ψ , fiziksel gerçeğin tam bir tasvirini verir", ' a_i ', " a_i fiziksel gerçeğin ögesidir", ' $P(A)$ ', " A niceliğinin değerini kesinlikle tahmin ederiz", ve ' $\dots \supset \dots$ ', "... ise ..." ye karşılık olarak kullanılmaktadır. $P(A)$ ile (yani, A 'nın değerinin kesinlikle tahmin edilmesi sonucu) fizik kuramından bulunan değer, fiziksel gerçeğin ögesi a_i 'ye karşılık olan kuramsal ögedir.

Benzer olarak, fiziksel gerçeklik ölçütü (FGÖ) 'yü şöyle yazarız:

$$P(A) \supset a_i \quad \dots(2)$$

(1) ve (2) 'de, A yerine impuls ya da koordinat gibi nicelikleri de kullanabiliriz.

EPR makalesinde, fiziksel gerçeklik ölçütüne kuvantum mekaniği bağlamında şu örnek verilebilir. A niceliği olarak impulsu seçelim ve P ile gösterelim. P niceliğine tekabül eden impuls operatörü $\hat{P}$ şöyle tanımlanır:

$$\hat{P} = (\hbar/2\pi i) \partial/\partial x \quad \dots(3)$$

Serbest taneciğin fiziksel hâlini:

$$\psi = e^{(2\pi i/\hbar) P_0 x} \quad \dots(4)$$

dalga fonksiyonu ile tasvir ettiğimizi kabul edelim. P_0 , sabit bir sayıyı ve, x de, bağımsız değişkeni gösterson.

Taneciğin fiziksel hâli (4) denklemindeki dalga fonksiyonu ile tasvir edildiğinde, taneciğin impulsunu kesinlikle tahmin edebiliriz:

$$P\psi = (\hbar/2\pi i) \partial\psi/\partial x = P_0\psi \quad \dots(5)$$

Taneciğin hâli ψ ile tasvir edildiğinde, impuls P 'nin değeri kesinlikle P_0 olarak bulunur. 0 zaman, fiziksel gerçeklik ölçütüne göre, taneciğin hâli ψ ile tasvir edildiğinde, fiziksel gerçeğin, P_0 değerine karşılık olan bir ögesi vardır. Ya da

kısaca, ψ hali için, taneciğin impulsunun gerçek (fiilî) olduğunu söyleyebiliriz (a.g.e.,s.778).

Tanecik,(4) denklemindeki dalga fonksiyonu ile tasvir edildiğinde, belirli bir koordinat değerine sahip olamaz:

$$\hat{x}\psi \neq x_0\psi \quad \dots(6)$$

Koordinat değerinin taneciği ölçerek bulunması durumunda, taneciğin fiziksel hali artık ψ ile tasvir edilemeyeceğinden dolayı,(5) denkleminde bulunan impuls değerinin gerçek (fiilî) olduğunu söyleyemeyiz.

EPR makalesi,(5) ve (6) denklemlerine dayanarak,kuantum mekaniğinde,çarpmada yer değişmeyen gözlenebilirlerden birinin kesin bilgisinin,öbürünün kesin bilgisini engellediğini ileri sürüyor.Bu iddia, daha da genelleştirilerek şu kuantum mekaniksel olgu (KMO) ortaya çıkartılıyor:

(KMO) Koordinat x ve impuls p ,birlikte
kesinlikle tahmin edilemez (ölçülemez)

(a.g.e.,s.778).Kuantum mekaniksel olgu (KMO) 'yu kısaca şöyle yazabiliriz:

$$\sim [P(x) . P(p)] \quad \dots(KMO)$$

Einstein, Podolsky ve Rosen, argümanlarının birinci öncülünü şöyle dile getirirler:

(Ö.1) (Fiziksel gerçekliğin, dalga fonksiyonu Ψ ile verilen tasviri tam değildir) veya karşılık oldukları operatörlerin çarpmada yer değişmediği iki nicelik, birlikte, fiziksel bakımdan gerçek olamaz)

(a.g.e., s.778,780). EPR argümanının birinci öncülü (Ö.1) 'i, çözümlemimizde kısalık sağlaması bakımından şu eş-değerli önerme ile göstereceğiz:

(Ö.1) (Fiziksel gerçekliğin, dalga fonksiyonu Ψ ile verilen tasviri tam) ise, (karşılık oldukları operatörlerin çarpmada yer değişmediği iki nicelik, birlikte, fiziksel bakımdan gerçek olamaz).

Sözkonusu iki niceliğin koordinat x ve impuls p olduğunu kabul edersek, EPR argümanının birinci öncülü (Ö.1) 'i kısaca şöyle yazabiliriz:

$$T\Psi \supset \sim(x_i \cdot p_i) \quad \dots(\text{Ö.1})$$

EPR argümanının birinci öncülü (Ö.1), tamlık şartı (TŞ) ve kuantum mekaniksel olgu (KMO) kabul edilerek kanıtlanır. Yani, (Ö.1) 'in, (TŞ) ve (KMO) 'dan çıktığını gösterebiliriz. Bunun sonucu olarak da,

meta-mantıksal EPR argümanının⁽¹⁾ birinci öncülünü elde ederiz:

$$(T\mathcal{S}), (KMO) \vdash T\psi \supset \sim(x_i \cdot p_i) \quad \dots (MO.1)$$

İspat: $(T\mathcal{S}), (KMO)$ ve $T\psi$ 'yi kabul edelim. $(x_i \cdot p_i)$ olduğunu farzedelim. $(T\mathcal{S})$ ve $T\psi$, $(x_i \supset P(x))$ ile $(p_i \supset P(p))$ 'yi verir. $(x_i \cdot p_i)$ 'den x_i ve p_i 'yi elde ederiz. x_i ile $(x_i \supset P(x))$, $P(x)$ 'i ve, p_i ile $(p_i \supset P(p))$ de $P(p)$ 'yi verir; bunlardan $P(x) \cdot P(p)$ 'yi buluruz. $P(x) \cdot P(p)$ ise, (KMO) ile (yani, $\sim(P(x) \cdot P(p))$ ile) çelişir. O halde, $\sim(x_i \cdot p_i)$.

Einstein, Podolsky ve Rosen, argümanlarının ikinci öncülünü, bir düşünce düşünce deneyinin çerçevesi içinde, fiziksel gerçeklik ölçütü (FGÖ) ve mekânda ayırılabilirlik ilkesinden elde etmektedirler.

EPR düşünce-deneyinde, $t = 0$ zamanına kadar etkileşmeyen iki tanecik bulunduğu kabul edilir. Bu taneciklerin, $t = 0$ zamanından $t = T$ zamanına kadar etkileştikleri (yani, enerji-impuls alış-verişinde bulundukları) varsayılır. $t = T$ 'den sonra etkileşme kesilir.

Bu tanecikleri 1 ve 2 ile gösterelim. $t = T$ öncesi için, 1 ve 2 'nin fiziksel hâllerini tasvir eden dalga fonksiyonlarını bildiğimizi kabul edelim. Taneciklerin etkileşmiş olması nedeniyle,

(1) EPR argümanının meta-mantıksal biçimi, ilk olarak, birinci dereceden yüklemler mantığını kullanarak Koç 1980 'de geliştirilmiştir. Ayrıca bkz. Koç 1982(a).

Schrödinger denklemini kullanarak, $t = T$ sonrası için 1 'in ve 2 'nin hâllerini tasvir eden fonksiyonları kuvantum mekaniğini kullanarak bulamayız. Ancak, enerji ve impulsun korunduğunu farzederek, (1+2) bileşik sisteminin $t = T$ sonrası için geçerli dalga fonksiyonunu Schrödinger denleminden bulabiliriz. 1 in ve 2 'nin, $t = T$ sonrasındaki dalga fonksiyonlarını bulmak için bu tane-cikleri ölçmek gerekir.

x_1 ,1 taneciğini ve, x_2 de,2 taneciğini tasvir etmek için kul-lanılan değişkenleri gösterebiliriz. (1+2) bileşik sistemini tasvir eden $\Psi(x_1, x_2)$ fonksiyonunu, impuls operatörünün öz-fonksiyonları $u_1(x_1), u_2(x_2), \dots$ cinsinden:

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x_2) u_n(x_1) \quad \dots (7)$$

şeklinde, veya koordinat operatörünün öz-fonksiyonları $v_1(x_1), v_2(x_1), \dots$ cinsinden:

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_{s=0}^{\infty} \phi_s(x_2) v_s(x_1) \quad \dots (8)$$

olarak açabiliriz. $\psi_n(x_2)$ ve $\phi_s(x_2)$, $\Psi(x_1, x_2)$ 'nin $u_n(x_1)$ ve $v_s(x_1)$ dik fonksiyonları cinsinden açılımlarının (yani, (7) ile (8) 'in) açılım katsayıları olarak kabul edilir (Einstein et al. 1935, s.779).

$t = T$ sonrasında, 2 taneciğinin impulsunu, ya da koordinatını ölçebiliriz. Ancak, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle, bu de-ğişkenleri birlikte ölçemeyiz (tahmin edemeyiz).

Eğer, 1 taneciği üzerinde impuls ölçmesi yapıldığı ve sonuç olarak P_{k1} öz-değeri bulunduğu düşünülürse, o zaman, (7) denkleminde tanımlanan dalga fonksiyonunda şu indirgenme ortaya çıkar:

$$\Psi(x_1, x_2) \longrightarrow \psi_k(x_2) u_k(x_1) \quad \dots (9)$$

(9) indirgenmesine göre, 1 taneciği üzerindeki impuls ölçmesinden sonra, 1 taneciği $u_k(x_1)$ ve 2 taneciği de $\psi_k(x_2)$ ile tasvir olunan hâllerde kalmışlardır. 1 'in impuls değeri P_{k1} 'dir.

1 taneciği üzerinde koordinat ölçmesi yapıldığı ve sonuç olarak x_{r1} öz-değeri bulunduğu düşünülürse, o zaman da, (8) denkleminde verilen dalga fonksiyonu şu şekilde indirgenir:

$$\Psi(x_1, x_2) \longrightarrow \phi_r(x_2) v_r(x_1) \quad \dots (10)$$

(10) indirgenmesine göre de, 1 taneciği üzerindeki koordinat ölçmesinden sonra, 1 taneciği $v_r(x_1)$ ve 2 taneciği de $\phi_r(x_2)$ ile tasvir edilen hâllerde kalmışlardır. 1 'in koordinat değeri x_{r1} 'dir.

(9) ve (10) indirgenmeleri birlikte meydana gelemezler. Ancak, 1 taneciği üzerinde herhangi bir ölçme yapmadan önce, (9) indirgenmesini ya da (10) indirgenmesini seçebiliriz.

EPR makalesinde, sürekli bir spektrum için, (9) ve (10) 'daki indirgenmiş fonksiyonlara tekabül eden öz-fonksiyonlar bulunmuştur (a.g.e., s.779-780).

EPR argümanının en kritik yanı, hiç şüphesiz, dalga fonksiyonunun tam bir tasvir verdiğinin kabulü hâlinde, $\psi_k(x_2)$ ve $\phi_r(x_2)$ dalga fonksiyonlarına karşılık gelen fiziksel gerçeklik ögelerinin eş-zamanlı (simultaneous) olduğunun gösterilmesidir; yani, $(p_{2k}$ ve $x_{2r})$ 'nin elde edilmesidir.

Einstein, Podolsky ve Rosen, (9) ve (10) indirgenmelerinden herhangi birini seçmemişlerdir. EPR argümanı bakımından önemli olan sadece şudur:

(Eğer, 1 taneciği üzerinde impulsu ölçersek, (9) indirgenmesinin sonucu olarak $\psi_k(x_2)u_k(x_1)$ 'i elde ederiz) veya (eğer, 1 taneciği üzerinde koordinatı ölçersek, (10) indirgenmesinin sonucu olarak $\phi_r(x_2)v_r(x_1)$ 'i elde ederiz).

(9) ve (10) indirgenmeleri birlikte ortaya çıkamazlar. Bu olgu ile tutarsız olan herhangi bir varsayım kullanılmadığı için, (9) veya (10) 'u dikkate alırken, (9) ile (10) 'un eş-zamanlı olmayışlarından açık şekilde bahsetmiyoruz.

Einstein, Podolsky ve Rosen'a göre, "birinci sisteme yapılan herhangi bir şeyin sonucu olarak ikinci sistemde hiçbir gerçek değişme meydana gelemez. Bu, tabii ki, iki sistem arasında etkileşme bulunmaması ile ne demek istendiğinin bir ifadesidir." (a.g.e., s.779).

EPR argümanının ikinci öncülünü elde edebilmek için, $t=T$ 'den

sonra taneciklerin etkileşmedikleri kabul edilmek zorundadır.Üstelik, bu varsayımın,kuvantum mekaniğinin temelleri ile tutarlı olarak kullanılması şartı vardır Yukardaki alıntıdan da açıkça görüldüğü gibi, 1 ve 2 tanecikleri arasında etkileşmenin olmayışı,1 taneciği üzerinde yapılacak gözlemlerin 2 taneciği üzerinde gerçek değişmeye yolaçmaması şeklinde yorumlanmıştır.Bu nedenle,EPR makalesinde gerçek değişme'nin nasıl anlaşıldığını belirlemek gerekir.

EPR makalesi bağlamında gerçek değişme ile anlatılmak istenen şudur:

Taneciğin impulsu bilindiğinde,koordinatının fiziksel gerçekliği yoktur;eğer,koordinatı ölçer ve kesin bilgisini edinirsek,o zaman da taneciğin impulsu artık fiziksel bakımdan gerçek değildir.

(a.g.e.,s.778).Diğer bir söyleyişle,kuvantum mekaniğinde,konjüge dinamik değişkenlerden bir tanesinin ölçme nedeniyle gerçeklik kazanması,gerçek olan öbür fiziksel niceliğin gerçekliğini kaybetmesine yolaçar.EPR makalesine göre,gerçek değişme,bir niceliğin fiziksel gerçekliğini açıklanan şekilde kaybetmesidir.Bu tür bir değişme sadece kuvantum kuramına özgüdür ve klâsik fiziğin çerçevesinde düşünülemez.

Yukarda belirlenen gerçek değişme'yi kısaca şöyle yazabiliriz:

(GD) (impulsun gerçek olması ve koordinatın ölçülmesi, impulsun gerçekliğini kaybetmesine yolaçar) veya (koordinatın gerçek olması ve impulsun ölçülmesi, koordinatın gerçekliğini kaybetmesine yolaçar);

ya da kısaca:

$$(p_{i1} \cdot M(x_1) \supset \sim p_{i1}) \text{ veya } (x_{i1} \cdot M(p_1) \supset \sim x_{i1}) \dots (GD)$$

EPR makalesine göre, 1 ve 2 tanecikleri arasında etkileşme olmadığında, 1 üzerinde yapılan gözlemler, 2 üzerinde herhangi bir gerçek değişikliğe yolaçmaz. Yani, 1 üzerinde yapılan gözlemlerden dolayı, 2 'nin herhangi bir dinamik değişkeni, fiziksel gerçekliğini kaybetmez.

EPR düşünce deneyinde, 1 taneciğinin impulsu bilindiğinde, koordinatı, fiziksel bakımdan gerçek değildir; ancak, 1 'in impulsunun bilinmesi 2 'nin koordinatının fiziksel gerçekliğini kaybetmesine yolaçmaz. Benzer olarak, eğer 1 'in koordinatı biliniyorsa impulsu gerçek değildir; ancak, 1 'in koordinatının bilinmesi 2'nin impulsunun fiziksel gerçekliğini kaybetmesini gerektirmez.

EPR makalesi bağlamında, gerçek değişmenin meydana gelmemesi, etkileşmenin olmaması ile özdeştir. Etkileşme olmamasını, gerçek değişmenin terimleriyle şöyle ifade edebiliriz:

(E.1) (1 taneciğinin koordinatının fiziksel bakımdan gerçeklik kazanması, 2 taneciğinin impulsunun fiziksel gerçekliğini kaybetmesine yolaçmaz) veya (1 taneciğinin impulsunun fiziksel bakımdan gerçeklik kazanması, 2 taneciğinin koordinatının fiziksel gerçekliğini kaybetmesine yolaçmaz).

Ya da kısaca:

$$\sim(x_{i1} \supset \sim p_{i2}) \text{ veya } \sim(p_{i1} \supset \sim x_{i2}) \quad \dots (E.')$$

1 taneciğinin impulsunun ölçüldüğü düşünülürse, (9) indirgenmesi seçilmiş demektir. Yani, 1 taneciğinin fiziksel hali $u_k(x_1)$ ile tasvir edilir ve impulsunun değeri p_{k1} 'dir. 2'nin fiziksel hali ise $\psi_k(x_2)$ ile tasvir edilir ve impuls değeri kesinlikle bilinebilir.

Ya da, eğer 1 taneciğinin koordinatının ölçüldüğü kabul edilirse, (10) indirgenmesi seçilmiş demektir. 1 'in fiziksel hali $v_r(x_1)$ ile tasvir edilir ve koordinat değeri x_{r1} 'dir. 2 'nin fiziksel hali $\phi_r(x_2)$ ile gösterilir ve koordinat değeri kesinlikle tahmin edilebilir.

Gerçek değişme (yani, etkileşme) olmadığını (yani, (E.1) 'i) kabul ederek (9) ya da (10) indirgenmelerinin seçilmeleri hâlinde ortaya çıkacak sonuçları şöyle ifade edebiliriz:

(E) (1 taneciği üzerinde impulsun ölçülmesi nedeniyle, 1 'in impulsunun fiziksel bakımdan gerçeklik kazanması ve 2 'nin impulsunun kesinlikle tahmin edilmesi, 2 'nin koordinatının fiziksel gerçekliğini kaybetmesine yolaçmaz) veya (1 taneciği üzerinde koordinatın ölçülmesi nedeniyle, 1 'in koordinatının fiziksel bakımdan gerçeklik kazanması ve 2 'nin koordinatının kesinlikle tahmin edilmesi, 2 'nin impulsunun fiziksel gerçekliğini kaybetmesine yolaçmaz).

Ya da kısaca:

$$\sim (P_{i1} \cdot P(p_2) \supset \sim x_{i2}) \vee \sim (x_{i1} \cdot P(x_2) \supset \sim P_{i2}) \quad \dots (E)$$

$P_{i1} \cdot P(p_2)$,1taneciği üzerinde impulsun ölçülmesi nedeniyle (9) indirgenmesinin sonucu olarak bulunur. $x_{i1} \cdot P(x_2)$ ise, 1 taneciği üzerinde koordinatın ölçülmesi nedeniyle (10) indirgenmesinin sonucu olarak elde edilir. P_{i1} ,1 'in impulsunun fiziksel bakımdan gerçek olduğunu ve $P(p_2)$ de, 2 'nin impulsunun kesinlikle tahmin edilebileceğini belirtir. Benzer olarak, x_{i1} ,1 'in koordinatının fiziksel bakımdan gerçek olduğunu ve $P(x_2)$ ise, 2 'nin koordinatının kesinlikle tahmin edilebileceğini gösterir.

EPR argümanının ikinci öncülü şöyle dile getirilmiştir:

(Ø.2) (Fiziksel gerçekliğin,dalga fonksiyonu Ψ ile verilen kuantik tasviri tam) ise,(koordinat x_{i2} ve impuls P_{i2} fiziksel bakımdan birlikte gerçektir).

Ya da kısaca:

$$T\Psi \supset (x_{i2} \cdot P_{i2}) \quad \dots(\text{Ø.2})$$

EPR argümanının ikinci öncülü (Ø.2),fiziksel gerçeklik ölçütü (FGØ) ve etkileşme olmadığını ileri süren varsayım (E) 'yi kullanarak ispatlanabilir.Böylece,meta-mantıksal EPR argümanının ikinci öncülü elde edilir:

$$(FG\ddot{O}), (E) \vdash T\Psi \supset (x_{i2} \cdot P_{i2}) \quad \dots(M\ddot{O}.1)$$

İspat: (FGØ),(E) ve $T\Psi$ 'yi kabul edelim.(E) 'yi, $(x_{i1} \cdot P(x_2) \cdot P_{i2}) \vee (P_{i1} \cdot P(p_2) \cdot x_{i2})$ şeklinde yazalım; bunu (E') ile gösterelim. (FGØ) 'den, $P(x_2) \supset x_{i2}$ ve $P(p_2) \supset P_{i2}$ 'yi elde ederiz;bunları ve (E') 'nü kullanarak $(x_{i1} \vee P_{i1}) \cdot (x_{i2} \cdot P_{i2})$ 'yi buluruz.Bu ise, $(x_{i2} \cdot P_{i2})$ 'yi verir.

Ψ dalgasının,fiziksel gerçekliğin tam bir tasvirini vermediğini ileri süren EPR makalesinde,bu sonuç,(Ø.1) ve (Ø.2) öncüllerinden,abese indirgeme (reductio ad absurdum) şeklinde bir argüman ile çıkartılır.EPR argümanının mantıksal çıkarım şemasını (kalıbını)

şöyle gösteririz:

$$\begin{array}{l} T\Psi \supset \sim(x_{i2} \cdot p_{i2}) \\ T\Psi \supset (x_{i2} \cdot p_{i2}) \\ \hline \therefore \sim T\Psi \end{array}$$

EPR argümanının birinci önermesi (Ö.1), bu şemada, 2 taneciği için kullanılmaktadır. (Ö.1), tümel (universal) bir önerme olduğundan dolayı, herhangi bir yanlışlığa yol açmaksızın 2 taneciği için de kullanılabilir. EPR argümanının sonucu ' $\sim T\Psi$ ', şu iddiayı ileri sürer:

Dalga fonksiyonu Ψ , fiziksel gerçekliğin tam bir tasvirini vermez.

Meta-mantıksal EPR argümanını ise, (MÖ.1) ve (MÖ.2) 'yi kullanarak şöyle yazarız⁽¹⁾:

$$\begin{array}{l} (T\mathcal{S}), (KMO) \vdash T\Psi \supset \sim(x_{i2} \cdot p_{i2}) \\ (FGÖ), (E) \vdash T\Psi \supset (x_{i2} \cdot p_{i2}) \\ \hline (T\mathcal{S}), (KMO), (FGÖ), (E) \vdash \sim T\Psi \end{array}$$

Meta-mantıksal EPR argümanının sonucu şunu ifade eder:

(1) EPR argümanının bu şekli ilk olarak Koç 1982(a) 'da belirlenmiş ve aynı yazıda, etkileşme olmadığını ileri süren varsayım (E) de incelenmiştir.

Tamlık şartı (TŞ),kuvantum mekaniksel olgu (KMO), fiziksel gerçeklik ölçütü (FGÖ) ve etkileşme olmadığını ileri süren varsayım (E) 'yi kullanarak,dalga fonksiyonu Ψ 'nin,fiziksel gerçekliğin tam bir tasvirini vermediği (yani, $\sim T\Psi$) sonucu çıkartılır.

1 ve 2 tanecikleri arasında etkileşme,1 üzerinde yapılan bir gözlemin 2 taneciği üzerinde gerçek bir değişmeye yolaçması şeklinde yorumlanmıştı.Gerçek değişme ise,kuvantum mekaniğinde iki konjüge dinamik değişkenden birinin bilgisinin edinilmesinin,öbürünün fiziksel gerçekliğinin kaybolmasına yolaçması şeklinde yorumlanır.EPR makalesi bağlamındaki gerçek değişme'nin,kuvantum kuramına özgü olduğuna dikkat etmek gerekir.

Kuvantum kuramı KM,tamlık şartı (TŞ) yi ve fiziksel gerçeklik ölçütü 'FGÖ) 'yü içermez.Yani:

$$KM \vdash (TŞ) ,ve$$

$$KM \vdash (FGÖ)$$

olduğunu ileri süremeyiz.Ancak,kuvantum kuramı KM,tamlık şartı (TŞ) ve fiziksel gerçeklik ölçütü (FGÖ) ile tutarlıdır.Dolayısıyla,EPR sonucu $\sim T\Psi$,kuvantum kuramı KM ve,kuvantum kuramı KM 'den çıkarılamayan ancak KM ile tutarlı olan (TŞ) ve (FGÖ) üzerinde temellendirilir,EPR argümanı,öncülleri kuvantum kuramı KM ile tutarlı olmakla

birlikte,KM dışında geliştirilmiş bir argümandır.Bu nedenle de,EPR argümanının sonucu olan ' $\sim T\Psi$ ' nin kuantum kuramı KM 'den çıktığı söylenemez.Yani:

$$KM \vdash \sim T\Psi$$

gibi bir meta-kuantum-kuramsal önerme ileri sürülemez.

EPR argümanının en ilginç ve özgün yanı,yeni bir etkileşme kavramını,gerçek değişme terimleriyle tanımlamasıdır.Kuantum kuramında, iki konjüge dinamik değişkenden birinin bilgisinin edinilmesi,gerçek olan öbür değişkenin gerçekliğini kaybetmesine yolaçar.EPR makalesine göre,gerçek değişme,iki konjüge dinamik değişkenden birinin bilgisinin edinilmesi nedeniyle,öbürünün fiziksel gerçekliğini kaybetmesidir. İki tanecik arasında etkileşme olmadığında,iki konjüge değişkenden birinin 1 taneciğine ait bilgisinin edinilmesi,2 taneciğine ait öbür konjüge değişkenin fiziksel gerçekliğini kaybetmesine yolaçmaz.EPR argümanı bağlamındaki etkileşme (yani,gerçek değişmenin meydana gelmesi) kuantum kuramına özgüdür.Klâsik fizikte,EPR etkileşmesi türünde bir etkileşme düşünülemez.

Klâsik fiziğin çerçevesi içinde,etkileşme,etkileşen nesneler arasında meydana gelen enerji-impuls alış-verişi şeklinde düşünülür. Bu tür bir etkileşme kuantum mekaniğinde de geçerlidir.Yani,kuantum mekaniğinde de,nesnelerin,enerji-impuls alış-verişinde bulunarak etkileştikleri kabul edilir.Ancak,EPR makalesi bağlamındaki etkileşmenin (yani,(GD) ile göstermiş olduğumuz gerçek değişmenin),klâsik bir

analogu yoktur.

Klâsik fizikte,enerji-impuls alış-verişi türündeki etkileşmenin yerel (local) veya yerel-olmayan (non-local) şekillerde ortaya çıktığı kabul edilmektedir.Yerel etkileşmede,etkileşen nesneler,yerel bir enerji-impuls alış-verişine yolaçarlar.Yani,yerel etkileşme,mekânda belirli bir yerde meydana gelir.Yerel etkileşmeye,iki tanecik çarpışmasını ve bunun sonucu olarak da enerjilerinin ve impulslarının yerel olarak (yani,mekânın belirli bir yerinde) değişmesini örnek gösterebiliriz Yerel-olmayan etkileşme ise,mekâna yayılmış olarak meydana gelir.Alanlar arasındaki etkileşmeyi,yerel-olmayan etkileşmeye örnek verebiliriz.Yerel-olmayan etkileşmede,etkileşen nesnelerin enerji-impuls alış-verişi mekâna yayılmış olarak ortaya çıkar.⁽¹⁾

Klâsik fizikte,etkileşmeleri mümkün olan iki nesnenin mekânda ayrırılarak etkileşmelerinin önlenebileceği kabul edilir.

Ancak,yerel nesnelerin yerel-olmayan bir şekilde etkileşmeleri de mümkündür.Yani,mekânda ayrılmış iki yerel nesnenin yerel özellikler gösteren nicelikleri yerel-olmayan bir şekilde etkileşerek değişebilir.Klâsik mekanikte bu tür bir etkileşmeye,mekânda ayrılmış iki nesnenin aralarındaki yerçekim kuvveti nedeniyle etkileşmeleri örnek

(1) Yerel-olmayan etkileşmenin,mekânın tamamı veya belli bir kısmına yayılmış olabileceğini de göz önünde bulundurmak gerekir.Yani,yerel-olmayan etkileşme,mekân bakımından,mutlak veya kısmi olarak da düşünülebilir.

gösterilebilir.Bu etkileşme yerel değildir ve etkileşmenin mekanizması (yani nasıl ortaya çıktığı),klâsik mekaniğin çerçevesinde mekâna bağlı olarak açıklanamaz.Sadece,yerçekim kuvvetinin büyüklüğünün,yerel nesneler arasındaki uzaklığa bağımlı olduğu söylenebilir.

Yerel-nesnelerin yerel-olmayan etkileşmesi,kuvantum mekaniğinde spin niceliğine bağlı olarak düşünülür.Spin,kuvantum kuramına göre nesnelerin dinamiğinin tasvirinde düşünülmesi gerekli olan yeni bir iç serbestlik boyutudur.⁽¹⁾ Toplam spini bilinen bileşik bir sistemin mekânda iki taneciğe ayrırıldığını düşünürsek,kuvantum mekaniğine göre,bu taneciklerden birinin belli bir spin bileşeninin ölçülerek öğrenilmesi,öteki taneciğin aynı spin bileşenini ölçme yapmağa gerek olmaksızın belirler.Bu tanecikler mekânda ayrılmış bulunduklarından ve kuvantum mekaniğine göre ölçme yapmadan bir niceliğin değeri belirlenemeyeceğinden dolayı,taneciklerin yerel-olmayan bir şekilde etkileştikleri düşünülebilir.

Bell makalesi,kuvantum kuramında,yerel nesnelerin yerel-olmayan bir şekilde etkileşip etkileşmediklerini ve gizli dinamik değişkenlerin kuvantik tasvirlerde kullanılıp kullanılamayacağını irdeler.Ancak,Bell argümanında incelenen,mekânda ayrılmış nesnelerin yerel-olmayan bir şekilde etkileşmedikleri varsayımı,özü bakımından,EPR

(1) Spin, kavramı kuvantum mekaniğine özgüdür;bu nedenle,klâsik düşüncelerle çağrışım yapan 'dönme' terimini,spin'in karşılığı olarak kullanmıyoruz.

makalesindeki (E) ile gösterdiğimiz) etkileşmeyi reddeden varsayımından farklıdır.

4. bölümde, Bell argümanı çözümlenerek, Bell eşitsizliğinin içerdiği sonuçlar ve Bell teoremi ele alınmaktadır. Bu sonuçların, EPR argümanının ve 5. bölümde önerilen genişletilmiş kuantum mekaniğinin reddedilmesine yol açıp açmadığı incelenmektedir.

4. BELL ARGÜMANI ve YEREL-OLMAYAN ETKİLEŞMELER

J.S.Bell, "Einstein-Podolsky-Rosen Paradoksu Üzerine" başlıklı yazısında, EPR argümanını şöyle değerlendiriyor: "Einstein, Podolsky ve Rosen'ın paradoksu, kuvantum mekaniğinin tam bir teori olamayacağını ve ek değişkenlerle tamamlanması gerektiğini gösteren bir argüman olması için geliştirilmişti. Bu ek değişkenler, teoride nedensellik (causality) ve yerellik'i (locality) onaracaklardı. Bu noktada, söz konusu fikir matematiksel olarak şekillendirilecek ve kuvantum mekaniğinin istatistiksel tahminleri ile bağdaşmadığı gösterilecektir." (Bell 1964, s.196).

EPR argümanının, Bell ve bu bölümde değinilen diğer bazı yazarların ileri sürdüğü gibi, kuvantum mekaniğinin ek değişkenlerle (ya da, gizli dinamik değişkenlerle) tamamlanması gerektiğini göstermek için geliştirilmiş bir argüman olduğunu söyleyemeyiz. Böyle bir yoruma, EPR makalesinde sağlam dayanak noktaları bulmak olanaksızdır.

Einstein, tam olmayan bir tasvirden ne anladığını en açık şekli ile K. Popper'a yazdığı bir mektupta dile getirmiştir: "Önemli olan sadece şudur: Başlangıç hâlini bilmiyorum; ya da, kesinlikle (precisely) bilmiyorum." (Popper 1968, s.460).

Bundan da açıkça anlaşıldığı gibi,Einstein'a göre tam bir tasvir, ölçme yapılmadan önceki başlangıç hâlinde⁽¹⁾,dinamik değişkenlerin kesin değerlerini belirleyen tasvirdir.⁽²⁾

EPR sonucu,tam bir tasvirin kuvantik tasvire gizli dinamik değişkenleri ekleyerek elde edilmesini gerektirmez.Dolayısıyla,gizli dinamik değişkenlerin kuvantik tasvirlerde kullanılmaları gerektiğini, EPR makalesinin içerdiği bir sonuç olarak ileri sürmek,bir varsayımdan öteye gitmez.

Bell,gizli dinamik değişkenlerin kuvantik tasvirlerle ithâl edilmesi durumunda,kuvantum mekaniğinden ve gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirlerden bir eşitsizlik çıkartılacağını göstermiştir.Bell eşitsizliği adı ile anılan bu eşitsizlik:

$$1/2, 1 \text{ 'den büyüktür veya } 1 \text{ 'e eşittir}$$

şeklinde bir tutarsızlığa yolaçar.

Bell eşitsizliği ve sözkonusu tutarsızlığa dayanılarak ileri sürülmüş bulunan iddiaları şöyle özetleyebiliriz:

- (a) Yerel gizli dinamik değişkenler kuvantum mekaniği ile tutarsızlığa yolaçmaktadır.Kuvantum mekaniği,deneyler ile yanlış-

(1) Bkz. bölüm 2 'de,(16) ile gösterilen indirgenme ve açıklaması.

(2) 5. bölümde geliştirilen ve yerel-olmayan determinizm'e imkân tanıyan genişletilmiş kuvantum mekaniği,serbest tanecik için, Einstein'ın kullandığı anlamda tam bir tasvir verir.

lanmamış, aksine, pekişmiş (sağlamlaşmış) bir kuramdır. Bu nedenle, yerel gizli dinamik değişkenleri kullanan bir kuantum kuramının, doğa'nın doğru ve uygun bir tasvirini vermesi beklene-
mez.

- (b) Yerel gizli dinamik değişken kuramları mümkün olmadığına göre, doğa'nın, EPR anlamında tamamlanmış bir kuantik tasviri düşün-
ülemez. Eldeki kuantum kuramının verdiği tasvir tamdır.
- (c) Mekânda ayrılmış nesnelerin etkileşmedik'lerini kabûl etmek,
kuantum mekaniği ile tutarsız sonuçlara yol açmaktadır. Bu ne-
denle, kuantum kuramında, yerel-olmayan etkileşmeler⁽¹⁾ bulun-
duğunu ve bazı hâller için, 'mekânda ayrılamazlık' gibi bir
ilkenin yürürlükte olduğunu kabûl etmek gerekmektedir.⁽²⁾

Bu düşünceler, gerek kuantum kuramının temelleri, ve gerekse felse-
fî bakımından önemli ve bağlayıcı iddialardır. Bell eşitsizliğinin i-
çerdiği sonuçları belirlemek ve, (a), (b) ve (c) iddialarının haklı o-
lup olmadıklarını anlayabilmek için Bell argümanını çözümlememiz ge-
rekiyor.

Bell eşitsizliği, ilk şekli ile, Bohm-Aharonov (Bohm 1957) düşünce
deneyi temel alınarak çıkartılmıştır. Bohm ve Aharonov'a göre, sözkonu-
su düşünce deneyi, EPR düşünce deneyinin daha kolay anlaşılır bir şek-

(1) Bell argümanı çerçevesinde dikkate alınan yerel-olmayan etkileş-
melerin, etkileşen yerel nesnelerin arasındaki uzaklıktan bağımsız ol-
duğuna dikkat etmek gerekir.

(2) Bkz. Koç 1982(b).

lidir. Kuantum mekaniğine göre, spinleri $\hbar/2$ olan iki taneciğin bileşik dalga fonksiyonu şöyle yazılır⁽¹⁾:

$$\Psi = \sum_{i=1}^4 c_i |\psi_i\rangle \quad \dots(1)$$

Ket vektörü $|\psi_+(1)\rangle$, 1 taneciğinin spininin $\hbar/2$ ve $|\psi_-(1)\rangle$ ise, 1'in spininin $-\hbar/2$ olduğu hâlleri tasvir eder. Bu vektörler şöyle tanımlanır:

$$|\psi_+(1)\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{ve} \quad |\psi_-(1)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \dots(2)$$

2 taneciğini tasvir eden $|\psi_+(2)\rangle$ ve $|\psi_-(2)\rangle$ vektörleri de, benzer şekilde, (2) denkleminde verilen sütun vektörleri ile tanımlanırlar.

(1) denklemindeki toplama giren vektörler şöyle verilmiştir:

$$\left. \begin{aligned} |\psi_1\rangle &= |\psi_+(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ |\psi_2\rangle &= |\psi_+(1)\rangle |\psi_-(2)\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ |\psi_3\rangle &= |\psi_-(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ |\psi_4\rangle &= |\psi_-(1)\rangle |\psi_-(2)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \quad \dots(3)$$

(1) Sözkonusu bileşik sistemin spin teorisi için bkz. Bohm 1959, s.399-400.

Bileşik sistemin (yani, $(1+2)$ 'nin) z-yönündeki spin gözlenebilirine tekabül eden operatör S_z şöyle tanımlanır:

$$S_z = (\hbar/2)(\sigma_{1z} + \sigma_{2z}) \quad (4)$$

σ_z , bilindiği üzere, Pauli spin matrisini temsil eder

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

S_z operatörü, şu öz-değer denklemlerini sağlar:

$$\left. \begin{aligned} S_z |\psi_1\rangle &= \hbar |\psi_1\rangle \\ S_z |\psi_2\rangle &= S_z |\psi_3\rangle = 0 \\ S_z |\psi_4\rangle &= -\hbar |\psi_4\rangle \end{aligned} \right\} \quad \dots(6)$$

$|\psi_1\rangle$, $|\psi_2\rangle$, $|\psi_3\rangle$ ve $|\psi_4\rangle$, bileşik sistemin S_z operatörünün öz-fonksiyonlarıdır. $|\psi_1\rangle$, toplam $\hbar$ spin öz-değerine, $|\psi_2\rangle$ ve $|\psi_3\rangle$, toplam 0 spin öz-değerine, $|\psi_4\rangle$ ise, toplam $-\hbar$ spin öz-değerine tekabül eder.

S^2 ve S_z 'nin birlikte düşünülen öz-fonksiyonları, S_z ve :

$$\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 = \sigma_{1x} \sigma_{2x} + \sigma_{1y} \sigma_{2y} + \sigma_{1z} \sigma_{2z} \quad \dots(7)$$

nin birlikte düşünülen öz-fonksiyonlarıdır.⁽¹⁾ Bu öz-fonksiyonlar şöyle yazılır:

$$|\psi_1\rangle = |\psi_+(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle$$

$$|\psi_4\rangle = |\psi_-(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle$$

$$|\psi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_+(1)\rangle |\psi_-(2)\rangle + |\psi_-(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle) \dots (8)$$

$$|\psi_j\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_+(1)\rangle |\psi_-(2)\rangle - |\psi_-(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle)$$

$|\psi_1\rangle$, $|\psi_4\rangle$ ve $|\psi_i\rangle$ ile tasvir olunan hallerde, taneciklerin spinleri paraleldir; $|\psi_j\rangle$ hâlinde ise tanecikleri spinleri antiparaleldir. Paralel spinleri gösteren vektörlere üçlü (triplet) ve antiparalel spini gösteren vektöre de tekli (singlet) adı verilir.

Bohm-Aharonov düşünce deneyinde, iki tanecikten oluşan bileşik sistemin tekli hâlde hazırlandığı kabul edilir. Yani, $(1+2)$ sisteminin başlangıç hâli, (8) denkleminde belirlenen $|\psi_i\rangle$ vektörü ile tasvir edilir:

$$|\psi_j\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_+(1)\rangle |\psi_-(2)\rangle - |\psi_-(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle) \dots (9)$$

Toplam spinin 0 olması ve açısal momentumun korunmasından dolayı, 1 'in spini $-\hbar/2$ (ya da, $\hbar/2$) ise, 2 'nin spini $\hbar/2$

$$(1) \quad S^2 = (\vec{S}_1 + \vec{S}_2)^2 = \frac{3}{2} \hbar^2 + 2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

(ya da, $-\hbar/2$) olmak zorundadır. (9) 'da verilen ket vektörünün küresel simetriyi sağlaması nedeniyle, spinlerin z-bileşenlerinin ölçülmesi için herhangi bir yön keyfi olarak seçilebilir.

İki taneciğin toplam spini etkilemeyen bir yöntemle mekânda ayrıldıkları kabul edilir. Kuantum mekaniğine göre, 1 taneciğinin $\hat{a}$ birim vektörü yönündeki spininin ölçülmesi sonucunda şu indirgenmelerden bir tanesi ortaya çıkar:

$$|\psi_j\rangle \longrightarrow |\psi_+(1)\rangle |\psi_-(2)\rangle \quad \dots (10)$$

$$|\psi_j\rangle \longrightarrow |\psi_-(1)\rangle |\psi_+(2)\rangle \quad \dots (11)$$

(10) ile gösterilen indirgenme meydana gelirse, 1 taneciği üzerinde yapılan spin ölçmesi, 2 taneciğinin $\hat{a}$ yönündeki spin bileşenini $-\hbar/2$ olarak belirler. (11) ile gösterilen indirgenme meydana gelmişse, o zaman, 1 taneciği üzerindeki spin ölçmesi, 2 'nin $\hat{a}$ yönündeki spinini $\hbar/2$ olarak belirlemiştir.

$P(1_+^a, 2_-^b)$, 1 taneciğinin $\hat{a}$ yönündeki spin bileşeninin $\hbar/2$ ve 2 'nin $\hat{a}$ yönündeki spin bileşeninin $-\hbar/2$ olarak bulunma olasılığını gösterebilir. Kuantum kuramında, $P(1_+^a, 2_-^b)$ ve $P(1_-^a, 2_+^b)$ olasılıkları şöyle verilir⁽¹⁾:

$$P(1_+^a, 2_-^b) = |\langle \psi_2 | \psi_j \rangle|^2 = \cos^2(\frac{\theta}{2}) \quad \dots (12)$$

$$P(1_-^a, 2_+^b) = |\langle \psi_3 | \psi_j \rangle|^2 = \cos^2(\frac{\theta}{2}) \quad \dots (13)$$

(1) Bkz. Mattuck 1981, s.331.

$\langle \psi_2 |$ ve $\langle \psi_3 |$, (3) 'te tanımlanan $|\psi_2\rangle$ ve $|\psi_3\rangle$ ket vektörlerinin sanal konjügeleridir. $|\psi_j\rangle$ ise, (9) denklemi ile tanımlanmıştır. θ , $\hat{a}$ ve $\hat{b}$ birim vektörleri arasındaki açıyı tanımlar.

Kuantum mekaniğine göre, 1 ve 2 taneciklerinin $\hat{a}$ ve $\hat{b}$ birim vektörleri yönlerindeki spin bileşenlerini gösteren $\sigma_1^a \sigma_2^b$ 'nin beklenen değeri (expectation value) $E(\hat{a}, \hat{b})$ şöyle bulunur:

$$E(\hat{a}, \hat{b}) = \langle \psi_j | \sigma_1^a \sigma_2^b | \psi_j \rangle = -\hat{a} \cdot \hat{b} = -\cos\theta \dots (14)$$

σ_1^a , 1 'in $\hat{a}$ birim vektörü yönündeki spin operatörünü ve, σ_2^b de, 2 'nin $\hat{b}$ birim vektörü yönündeki spin operatörünü gösterir. $\sigma_1^a \sigma_2^b | \psi_j \rangle$ ile, σ_1^a 'nın, $|\psi_j\rangle$ 'yi oluşturan bileşik vektörün 1 'i tasvir eden kısmına ve σ_2^b 'nin de, aynı vektörün 2 'yi tasvir eden kısmına uygulandığı anlaşılır.

$\hat{a}$ birim vektörünün, 1 taneciğini ölçen 1. Stern-Gerlach aygıtının mıknatıs alan ekseninin yönünü ve $\hat{b}$ birim vektörünün de, 2 taneciğini ölçen 2. Stern-Gerlach aygıtının mıknatıs alan ekseninin yönünü gösterdiklerini kabul edelim. Bell, bu deneysel düzenleme çerçevesinde yerellik şartı'nı (locality condition) şöyle ifade ediyor:

- (Y.1) 1 taneciğinin $\hat{a}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu A ,
 2. Stern-Gerlach mıknatısının yönü $\hat{b}$ 'ye, ve 2 taneciğinin $\hat{b}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu B ,

1. Stern-Gerlach mıknatısının yönü $\hat{a}$ 'ya bağımlı değildir

(Bell 1964,s.195;1971,s.178).

Bell,yerellik şartı (Y.1) 'i kab0l ettikten sonra şu düşünceleri ileri sürüyor: " $\vec{S}_2$ 'nin seçilen herhangi bir bileşeninin ölçülmesinin sonucunu, $\vec{S}_1$ 'in aynı bileşenini önceden ölçerek kesinlikle tahmin edebildiğimize göre,böyle bir ölçmenin sonucunun önceden belirlenmiş olması gerekir. (9) denklemi ile verilen başlangıç dalga fonksiyonu,tek bir ölçmenin sonucunu belirlemediğine göre,bu önceden gerektirme,hâl'in daha tam olarak belirlenebilmesi olanağını içerir." (Bell 1964,s.195).

Bell,hâl'in tam bir tasvirinin gizli dinamik değişkenleri kullanarak verilebileceğini bir varsayım olarak kab0l eder. λ ile gösterdiği gizli dinamik değişkenleri de dikkate alarak,yerellik şartı (Y.1) 'i yeniden şöyle ifade eder:

(Y.2) 1 taneciğinin $\hat{a}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu A ,yalnızca $\hat{a}$ ve λ ile,ve 2 taneciğinin $\hat{b}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu B ,yalnızca $\hat{b}$ ve λ ile belirlenir

(Bell 1964,s.195;1971,s.178).

Yerellik şartı (Y.1) bakımından düşünüldüğünde, $(A \cdot B)^{(1+2)}$ gözlenebilir, (9) denklemindeki ket vektörü $|\psi_i\rangle$ ile gösterilen

başlangıç hâli için, 1 ve 2 taneciklerinden oluşan bileşik sistemin tek bir gözlenebiliridir ve $\hat{a}$ ile $\hat{b}$ 'ye bağımlıdır.⁽¹⁾ Yerellik şartı (Y.1) 'i kullanarak $(A.B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b})$ 'yi, $A^1(\hat{a})$ ve $B^2(\hat{b})$ 'nin çarpımı şeklinde şöyle yazabiliriz:

$$(A.B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b}) \xrightarrow{(Y.1)} A^1(\hat{a}).B^2(\hat{b}) \quad \dots(15)$$

(15) 'in sağ yanı, 1 taneciğinin $\hat{a}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu A 'nın sadece $\hat{a}$ 'ya ve, 2 taneciğinin $\hat{b}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu B 'nin sadece $\hat{b}$ 'ye bağımlı olduğunu belirtiyor.

Kuantik hâl'in tam bir tasvirinin, gizli dinamik değişken λ 'yı kullanarak belirleneceği düşünülürse, yerellik şartı (Y.2) 'ye göre, iki-tanecik sisteminin tek bir gözlenebilirisi olarak düşünülen $(A.B)^{(1+2)}$ 'nin, $\hat{a}$, $\hat{b}$ ve λ 'ya bağımlı olacağını kabul etmemiz gerekir. Bu durumda, $(A.B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b}, \lambda)$ 'yı, yerellik şartı (Y.2) 'yi kullanarak, $A^1(\hat{a}, \lambda)$ ve $B^2(\hat{b}, \lambda)$ 'nin çarpımı şeklinde şöyle yazabiliriz:

$$(A.B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b}, \lambda) \xrightarrow{(Y.2)} A^1(\hat{a}, \lambda).B^2(\hat{b}, \lambda) \quad \dots(16)$$

(16) 'nın sağ yanı, 1 taneciğinin $\hat{a}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu A 'nın sadece $\hat{a}$ ve λ 'ya ve, 2 taneciğinin $\hat{b}$ yönündeki spin ölçmesinin sonucu B 'nin sadece $\hat{b}$ ve λ 'ya

(1) Bu hususun, Hilbert uzayının terimleriyle açıklanması için bkz. Clauser, Shimony 1978, s.1888.

bağımlı bulunduğunu belirtiyor.⁽¹⁾

(9) denklemiyle verilen başlangıç hâli için,kuvantum mekaniğine göre şu şart sağlanmak zorundadır:

$$A'(\hat{a}), B^2(\hat{b}), A'(\hat{a}, \lambda), B^2(\hat{b}, \lambda) = \pm 1 \quad \dots(17)$$

+1 , $\hbar/2$ 'yi ve, -1 de, $-\hbar/2$ 'yi gösteriyor.Yani,spin ölçmelerinin sonucu (gizli dinamik değişkenleri kullansak bile),ya $\hbar/2$, ya da $-\hbar/2$ olmak zorundadır.

(15) 'in sol yanındaki $(A.B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b})$ <uvantum mekaniksel değeri,(14) denklemindeki $E(\hat{a}, \hat{b})$ ile bulunur. (16) 'nın sol yanındaki $(A.B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b}, \lambda)$ 'nın beklenen değerini,Bell,gizli dinamik değişkenler için bir olasılık dağılımı tanımlayarak hesaplıyor. Gizli dinamik değişken λ 'nın olasılık dağılımını gösteren $\rho(\lambda)$ 'nın normalize olduğu kabul edilir:

$$\int \rho(\lambda) d\lambda = 1 \quad \dots(18)$$

$(A.B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b}, \lambda)$ 'nın beklenen değeri $E(\hat{a}, \hat{b})$,gizli dinamik değişkenlerin olasılık dağılımı $\rho(\lambda)$ 'yı da kullanarak

(1) (15) ve (16) 'nın sağ ve sol yanları arasında,empirik bakımdan önemli bir fark bulunduğu dikkat etmek gerekir. (15) ve (16) 'nın sol yanları bakımından,1 taneciğini (ya da,2 taneciğini) tek bir Stern-Gerlach mıknatısı ve tek bir ölçme sözkonusudur.Oysa, (15) ve (16) 'nın sağ yanlarına göre,1 taneciğini ve 2 taneciğini ayrı ayrı ölçen iki Stern-Gerlach mıknatısı vardır ve iki ölçme bulunur.Yapılan ölçmelerden birinin öbürünü etkilememesi düşüncesi,yerellik şartının içeriğini meydana getirir.

şöyle bulunur:

$$E(\hat{a}, \hat{b}) = \int (A \cdot B)^{(1+2)}(\hat{a}, \hat{b}, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \quad \dots (19)$$

Yerellik şartı (Y.2) 'yi kullanarak (yani, 1 ve 2 taneciklerinin, birbirini etkilemeyen iki ayrı Stern-Gerlach mıknatısı ile ölçüldüğü kabul edilerek), (19) denklemi yeniden şöyle yazılır:

$$E(\hat{a}, \hat{b}) = \int A^1(\hat{a}, \lambda) B^2(\hat{b}, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \quad \dots (20)$$

(20) denklemindeki $E(\hat{a}, \hat{b})$, -1 'den (yani, $-\hbar/2$ 'den) küçük olamaz. $\hat{a} = \hat{b}$ için, $E(\hat{a}, \hat{a})$, ancak ve ancak:

$$A^1(\hat{a}, \lambda) = -B^2(\hat{a}, \lambda) \quad \dots (21)$$

ise, -1 (yani, $-\hbar/2$) olur. (21) denklemini kabul ederek, (20) denklemini yeniden şöyle yazarız:

$$E(\hat{a}, \hat{b}) = - \int A^1(\hat{a}, \lambda) A^1(\hat{b}, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \quad \dots (22)$$

$\hat{c}$ 'nin, $\hat{a}$ ve $\hat{b}$ 'den farklı bir birim vektör olduğunu kabul edersek, (22) denkleminde yararlanarak şu eşitliği yazarız:

$$E(\hat{a}, \hat{b}) - E(\hat{a}, \hat{c}) = - \int (A^1(\hat{a}, \lambda) \cdot A^1(\hat{b}, \lambda) - A^1(\hat{a}, \lambda) \cdot A^1(\hat{c}, \lambda)) \rho(\lambda) d\lambda \quad \dots (23)$$

(23) denkleminde şu eşitliği elde ederiz:

$$E(\hat{a}, \hat{b}) - E(\hat{a}, \hat{c}) =$$

$$\int (A'(\hat{b}, \lambda) \cdot A'(\hat{c}, \lambda) - 1) \cdot A'(\hat{a}, \lambda) \cdot A'(\hat{b}, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \dots (24)$$

(17) denkleminde belirlenen şartı kullanarak (24) denkleminin yeniden şöyle yazarız:

$$|E(\hat{a}, \hat{b}) - E(\hat{a}, \hat{c})| \leq \int (1 - A'(\hat{a}, \lambda) \cdot A'(\hat{c}, \lambda)) \rho(\lambda) d\lambda \dots (25)$$

(25) eşitsizliğinden şunu elde ederiz:

$$|E(\hat{a}, \hat{b}) - E(\hat{a}, \hat{c})| \leq \int \rho(\lambda) d\lambda - \int A'(\hat{a}, \lambda) \cdot A'(\hat{c}, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \dots (26)$$

(18) ve (22) denklemlerini kullanarak, (26) 'yı şöyle yazarız:

$$|E(\hat{a}, \hat{b}) - E(\hat{a}, \hat{c})| \leq 1 + E(\hat{b}, \hat{c}) \dots (27)$$

(27), 'Bell eşitsizliği' adı ile anılır⁽¹⁾.

$\hat{a}$, $\hat{b}$, ve $\hat{c}$ birim vektörlerinin eşdüzlemsel olduklarını kabul edelim. $\hat{c}$, $\hat{a}$ ile $2\pi/3$ radyanlık bir açı ve $\hat{b}$ de, $\hat{a}$ ve $\hat{c}$ ile $\pi/3$ radyanlık bir açı meydana getirsin. Bu durumda:

$$\hat{a} \cdot \hat{b} = \hat{b} \cdot \hat{c} = 1/2, \quad \hat{a} \cdot \hat{c} = -1/2 \dots (28)$$

(1) Bell eşitsizliklerinin stokastik şekli için bkz. Bell 1964, s. 198-199; Bell 1971; Koç 1982(b).

(27) 'de verilen Bell eşitsizliğinde yer alan $E(\hat{a}, \hat{b})$, $E(\hat{a}, \hat{c})$ ve $E(\hat{b}, \hat{c})$ 'yi, kuantum mekaniğini ve (28) 'de verilen değerleri kullanarak şöyle hesaplarız:

$$E(\hat{a}, \hat{b}) = \langle \psi_j | \sigma_1^a \sigma_2^b | \psi_j \rangle = -\hat{a} \cdot \hat{b} = -1/2$$

$$E(\hat{a}, \hat{c}) = \langle \psi_j | \sigma_1^a \sigma_2^c | \psi_j \rangle = -\hat{a} \cdot \hat{c} = 1/2 \quad \dots (29)$$

$$E(\hat{b}, \hat{c}) = \langle \psi_j | \sigma_1^b \sigma_2^c | \psi_j \rangle = -\hat{b} \cdot \hat{c} = -1/2$$

(29) 'da bulunan beklenen değerleri, (27) ile verilen Bell eşitsizliğine yazarsak, şunu elde ederiz:

$$1 \leq (1/2) \quad \dots (30)$$

(2) ile gösterilen Bell eşitsizliği, Stern-Gerlach mıknatıslarının (28) 'de verilen eş-düzlemsel açılarıyla düzenlenmesi durumunda, (30) 'daki tutarsızlığa yolaçar.

(30) 'daki tutarsızlık, kuantum mekaniği ve (20) 'deki denklemin birlikte kullanılmaları sonucu ortaya çıkmıştır. (20) 'deki denklemin, beklenen spin değerlerinin gizli dinamik değişkenleri kullanarak hesaplanabileceğini (bir varsayım olarak) kabul ettiği açıktır.

(30) 'daki tutarsızlıktan kurtulmak için, kuantum mekaniği ve (20) 'deki denklemin birlikte kullanılmalarının reddedilmesi gerekir. Yani, (kuantum mekaniği) ile (spin'in beklenen değerlerinin gizli dinamik değişkenleri kullanarak hesaplanabileceği varsayımı) bağdaşmazlar.

Bağdaşmayan iki şeyden birinin kabûlü,öbürünün reddini gerektirir. Bu durumda,kuvantum mekaniğini kabûl ettiğimize göre,(spin'in beklenilen değerlerinin gizli dinamik değişkenleri kullanarak hesaplanabileceği varsayımı) 'nı,yani (20) 'deki denklemi reddetmemiz gerekir.

Ancak,daha önce de gösterilmiş olduğu gibi,(20) 'deki denklem,(19) 'daki denklem ve yerellik şartı (Y.2) 'nin birlikte kullanılmaları sonucu elde edilir.Dolayısıyla,(30) 'daki tutarsızlık nedeniyle (20) 'deki denklemin reddedilmesi,(19) 'daki denklem ve yerellik şartı (Y.2) 'nin birlikte kullanılmalarının reddine yolaçar.Yani,(19) 'daki denklem ile yerellik şartı (Y.2) bağdaşmazlar.Ancak,(19) 'daki denklemi,ya da yerellik şartı (Y.2) 'yi kabûl etmeyi gerektiren bir zorunluluk yoktur.Bu nedenle,(19) 'daki denklem ile yerellik şartı (Y.2) 'nin bağdaşmazlığı şu ikili sonuca yolaçar:

(a) Eğer gizli dinamik değişkenleri kullanan bir tasvir kabûl edilirse, o zaman,yerellik şartı (Y.2),kuvantum mekaniği ile tutarsızlığa yolaçtığından dolayı reddedilmelidir;ve

(b) eğer yerellik şartı (Y.2) kabûl edilirse,o zaman,gizli dinamik değişkenleri kullanan bir tasvir,kuvantum mekaniği ile tutarsızlığa yolaçtığından dolayı reddedilmelidir.

(a) ve (b) 'de sözedilen tutarsızlık,(30) 'da ortaya çıkmış bulunan tutarsızlıktır.

Bell eşitsizliğinin içerdiği sonucu kısaca şöyle de ifade edebiliriz:

Yerellik şartı (Y.2) 'yi [gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirleri] kabûl edersek,gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirleri [yerellik şartı (Y.2) 'yi] reddetmemiz gerekir.

Bell eşitsizliğinin sonucu olan (a) ve (b),ne yerellik şartı (Y.2) 'nin ne de gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirlerin reddini gerektirir.Yani,Bell eşitsizliği:

Yerellik şartı (Y.2) 'nin reddedilmesi gerekir

ve,

gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirlerin
reddedilmesi gerekir

gibi sonuçları içermez.Oysa,bu tür yanlışların pek sık yapıldığını ve hatta Bell'in kendisinin aynı yanlışlığa düştüğünü görüyoruz.⁽¹⁾

(GDD) ile,gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirlerin,ve (Y.2) ile de,yerellik şartı (Y.2) 'nin kabûl edildiğinin gösterildiğini düşünelim.Bunları kullanarak,Bell argümanının mantıksal çıkarım şemasını şöyle belirleyebiliriz:

(1) Bkz. Koç 1982(b);söz konusu yanlışlara örnek olarak bkz. Bell 1964,s.195;Clauser,Shimony 1978,s.1921;d'Espagnat 1973,s.728,730, 734;Mermin 1981,s.406-407.Bu örnekleri çoğaltabiliriz.

$$\begin{aligned}
 (\text{GDD}) \text{ ve } (\text{Y.2}) &\vdash ((\text{GDD}) \text{ ve } (\text{Y.2})) \\
 ((\text{GDD}) \text{ ve } (\text{Y.2})) \text{ ve } (\text{KM}) &\vdash \sim(((\text{GDD}) \text{ ve } (\text{Y.2})) \text{ ve } (\text{KM})) \\
 &\vdash (\text{KM})
 \end{aligned}$$

$$\vdash \sim((\text{GDD}) \text{ ve } (\text{Y.2}))$$

Aynı zamanda, (GDD) 'nin (19) denklemine, ((GDD) ve (Y.2)) 'nin (20) denklemine ve (KM) 'nin de kuantum mekaniğine tekabül ettiğine dikkat edilmelidir.

Bell argümanının mantıksal çıkarım şemasından görüldüğü üzere, eğer Bell makalesinin çerçevesi içinde bir teoremden söz etmek istersek, bu, ancak ve ancak:

$$\vdash \sim((\text{GDD}) \text{ ve } (\text{Y.2}))$$

ile gösterilebilir. Bell teoremi'ni⁽¹⁾ daha açık olarak şöyle de yazabiliriz:

Gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirler (yani, (GDD)) ve yerellik şartı (Y.2) bağdaşmazlar.

(1) Literatürde Bell teoremi terimi kullanılmaktadır; ancak, bu terim ile ne anlatılmak istendiği açık seçik olarak ortaya konmamıştır (bkz. Clauser, Shimony 1978, s.1886-1887).

EPR makalesinde 'gizli dinamik değişken' teriminin hiç yer almadığı açıktır. Üstelik, Einstein'ın, kuantum mekaniğinin temelleri hakkındaki diğer yazılarında da gizli dinamik değişken kavramı söz konusu edilmemiştir. Bu nedenle, EPR sonucunun gizli dinamik değişkenleri kullanan tasvirleri içerdiğini kabul etmek doğru görünmemektedir.

EPR argümanında, iki tanecik arasında, $t=T$ sonrasında etkileşme olmadığı kabul edilir; ancak, 3. bölümdeki (7) ve (8) denklemlerinden de açıkça görüldüğü gibi, tanecikleri tasvir eden dalga fonksiyonlarında gizli dinamik değişkenlere yer verilmez. Bu durum, Bell teoremi ile de tutarlıdır. Dolayısıyla, EPR argümanını, Bell eşitsizliğini kullanarak reddedemeyiz. Ancak, yerellik şartı (Y.2) ile, etkileşme olmadığını iieri süren (E) 'yi (bkz. bölüm 3) özdeş kabul edersek, EPR anlamındaki tam bir kuantum mekaniğini, gizli dinamik değişkenleri kuantik tasvirlerle ithâl ederek oluşturamayız. Aksi hâlde, Bell eşitsizliğinin yolaçtığı tutarsızlığa düşülür.

5. bölümde, dinamik değişkenlere ölçme öncesinde de belirli (determinate) değerler veren genişletilmiş bir kuantum mekaniği önerilmektedir. Bu önerinin, kuantum kuramının temel postülatları ile tutarlı olduğu ve Dirac formalizmi içinde geliştirilebileceği gösterilmektedir.

Bell teoremi ile tutarsızlığa yolaçmayan sözkonusu öneri⁽¹⁾,

(1) Genişletilmiş kuantum mekaniği, ölçme sonrasındaki tasvirleri kuantum mekaniğindeki şekli ile koruması ve yerel-determinizm'e yolaçmaması nedenlerinden dolayı, Bell teoremi ile tutarlıdır.

ölçmeler nedeniyle ortaya çıkan indirgenmeler bakımından,yerel-ölmayan determinist bir kuvantum mekaniğine imkân tanımaktadır.Bu kuramın, yerel-ölmayan determinist bir kuvantum mekaniğinin son şekli olmadığı açıktır.Ancak,Einstein'ın 'tamlık' anlayışı ile de uyumlu olan genişletilmiş kuvantum mekaniği,5. bölümde önerilen şekli ile de,felsefe ve doğa bilimlerinin temelleri bakımından bazı ilginç sonuçlar içermektedir.Yerel-ölmayan determinizm ve mekân hakkındaki bu sonuçlar 5. bölümde,ve Giriş'te ortaya konan sorun çerçevesinde Sonuç kısmında incelenmektedir.

5. YEREL-OLMAYAN DETERMİNİZM ve GENİŞLETİLMİŞ KUVANTUM MEKANİĞİ

Doğa bilimlerinin temelleri üzerinde yapılan çalışmalarda determinizm konusunun 'mekân' ile beraber düşünüldüğünü görüyoruz. Determinizm bağlamında, mekân, ya açık (explicit) olarak kullanılır, ya da örtük (implicit) olarak kabul edilir; ancak, kategorik olarak inkâr edilmez. Benzer bir şekilde, nedensellik (causality) konusu da, nesnelerin yerleri, konumları gibi mekâna ait özelliklerden bağımsız düşünülmez. Dolayısıyla, doğa bilimlerinin temelleri üzerinde yapılan çalışmalarda 'mekânsal determinizm' ve 'mekânsal olmayan determinizm' türünden bir ayrım gerekli görülmez. Benzer olarak, 'mekânsal nedensellik' ve 'mekânsal-olmayan nedensellik' gibi bir ayrım da yapılmaz.

Ancak, kuantum kuramında endeterminizme yolaçan indirgenme, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle iki farklı şekilde düşünülmek zorundadır:

(i) yerel indirgenme, ve

(ii) yerel-olmayan indirgenme.

Bu iki farklı indirgenmeyi kısaca şöyle anlatabiliriz. Mekân koordinatı gösteren x niceliğinin öz-değerlerini $x_1, x_2, \dots$ ve bunlara tekabül eden öz-fonksiyonları da $\psi_1(x), \psi_2(x), \dots$ olarak yazalım. Başlangıç hâlini tasvir eden dalga fonksiyonu $\Psi(x)$ 'i,

x 'in öz-fonksiyonlarının bir açılımı ile gösterebiliriz. Koordinat x ölçülür ve x_i öz-değeri bulunursa, şu indirgenme ortaya çıkar:

$$\Psi(x) \longrightarrow \psi_i(x) \quad \dots(1)$$

İndirgenme (1), mekânın belli bir yerinde meydana gelmiş ve tanecik, x_i mekân koordinatında lokalize edilmiştir. Dolayısıyla, (1), yerel bir indirgenmeyi gösterir.

Diğer yanda, impulsu gösteren p niceliğinin öz-değerlerini

$p_1, p_2, \dots$ ve bunlara tekabül eden öz-fonksiyonları da

$\phi_1(p), \phi(p), \dots$ ile gösterelim. Başlangıç hâlini tasvir eden

$\Phi(p)$ 'yi, p 'nin öz-fonksiyonlarının bir açılımı olarak yazabi-

biliriz. Koordinat x yerine impuls p ölçülerek p_j öz-değeri bulunursa, şu indirgenme meydana gelir:

$$\Phi(p) \longrightarrow \phi_j(p) \quad \dots(2)$$

İndirgenme (2) 'nin, mekânın neresinde meydana gelmiş olduğunu söyleyemeyiz. Taneciğin hâli, $\phi_j(p)$ ile tasvir edildiğinde, taneciğin mekân koordinatları kuantum kuramından elde edilemez.

Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle, (1) ve (2) ile gösterilen indirgenmeler karşılıklı ayrıktır; yani, aynı zamanda meydana gelemezler. Östelik, aynı bağıntı nedeniyle, (1), yerel ve (2) de yerel-olmayan indirgenmelerdir. Dolayısıyla, indirgenmelerin yolactığı determinizm sorunu, kuantum kuramı bağlamında, yerel determinizm ve yerel-olmayan determinizm ayrımı yapılarak ele alınmak zorundadır. Aksi hâlde,

yerel-olmayan endeterminizm'e yolaçan (2) 'ile göstermiş olduğumuz indirgenmenin,yer ve konum gibi mekâna ait özellikler içermesi şeklinde bir tutarsızlık meydana çıkar.

Bu bölümde,(yerel determinizm) ve (yerel-olmayan determinizm) ayrımı yapılması durumunda,kuantum mekaniğinde ortaya çıkan endeterminizmi,(2) indirgenmesi bakımından gideren yerel-olmayan determinist bir kuantum kuramının oluşturulabileceği görüşü ileri sürülmektedir.

Bu bölümde Dirac formalizmi ile tutarlı olarak geliştirilen ve yerel-olmayan determinizme imkân tanıyan genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E ,yerel-olmayan determinist bir kuantum mekaniğinin elbette ki son ve en genel şekli değildir.Ancak, KM^E ile kuantum mekaniği KM arasında temel bir fark bulunmaktadır. KM^E 'ye göre,serbest taneciğin ölçme öncesindeki impulsu fiilî'dir (actual).Oysa,kuantum mekaniği KM 'ye göre serbest taneciğin ölçme öncesindeki impulsu fiilî olamaz. Bu impuls ancak kuvvede mevcut (potential) olarak düşünülebilir.Dolayısıyla,bu bölümde önerilen KM^E :

Dinamik değişken impuls⁽¹⁾,impulsa ait ölçme öncesinde ve sonrasında fiilî'dir;mekân'ın fiilî olabilmesi için mekân'a ait bir gözlemin yapılmış olması şarttır ve mekân'a ait gözlem öncesinde mekân fiilî olamaz,

şeklinde bir iddiayı ileri sürebilmek için yeterli görünmektedir.

(1) Yerel-olmayan impuls.

KM^E 'de yeni bir impuls kavramı tanımlanmaktadır. Serbest taneciğin impulsu, ölçme öncesi için, özel rölâtivite kuramından elde edilen yerel-olmayan klâsik impulsun, ölçme sonrasındaki kuvantum mekâniksel impuls ile birlikte düşünülmesiyle elde edilmektedir. KM^E 'de, ölçme sonrası için kuvantum mekaniği KM olduğu gibi korunmaktadır. Ancak, ölçme öncesi için, özel rölâtivite kuramının, belirli impuls değerlerini içeren kütle-enerji bağıntısı KM 'ye eklenmektedir. ⁽¹⁾ Dolayısıyla, KM^E 'ye göre, serbest taneciğin impulsunun fiilî olması, bu impulsun ölçülmüş olmasına (yani, indirgenme (2) 'nin meydana gelmiş olmasına) bağımlı değildir.

Genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'deki impuls, yerel-olmayan bir impuls'tur; üstelik, ölçme öncesinde de, sonrasında da fiilî'dir (actual). Yani, serbest taneciğin impulsunun (dinamik) tasvirinde mekânın dışarlanması, taneciğin impulsunun ölçülmüş olması nedeniyle ortaya çıkmaz. Impuls ölçmesi öncesinde de, (eğer tanecik mekânda lokalize edilmemişse), belirli impuls değeri içeren dinamik bir tasvir, taneciğin mekâna ait özelliklerinin dışarlanmasıyla elde edilir. Bu dışarlanmanın, daha sonra da ele alacağımız gibi, keyfî olmadığına dikkat etmek gerekir.

KM^E , serbest taneciğin dinamik tasvirini mekândan bağımsız olarak belirler. Dolayısıyla, fiilî olması ölçmeden bağımsız düşünülen yerel-olmayan impulsun kesin (certain) bilgisi, mekân, bu bilgiyi veren tas-

(1) Kütle-enerji bağıntısının, kuvantum kuramı bağlamında zaten kuvantum mekaniği KM ile kullanıldığını unutmamak gerekir.

virten kategorik olarak dışarlanarak elde edilir. Bu durumun felsefi sonuçlarını kısaca incelemeden önce, KM^E 'nin oluşturulmasına temel hazırlayan bir düşünce deneyini ele almamız gerekiyor. Daha sonra da, KM^E 'nin, kuantum mekaniği KM ile tutarlı olarak genişletilebileceğini göstermek zorundayız. Aksi hâlde, KM^E 'deki yeni impuls kavramı hakkında ileri sürdüğümüz düşünceleri savunmak mümkün olmayacaktır. Daha sonra ise, KM^E 'yi, EPR ve Bell argümanları açısından değerlendireceğiz.

Kuantum mekaniğine göre, ölçen ve ölçülen şeylerin arasındaki etkileşmenin büyüklüğü bilinemez. Östelik, ölçmeden önce (yani, indirgenme ortaya çıkmadan önce), ölçülen gözlenebilirin belirli (determinate) bir değeri yoktur. Dolayısıyla, ölçme nedeniyle, ölçülen gözlenebilirin ne kadar değiştiğini bulamayız.

Ancak, kuantum kuramı bağlamında yerel indirgenme ve yerel-olmayan indirgenme ayrımı dikkate alınmak zorundadır. Bu ayrım dikkate alındığında, yerel-olmayan (2) indirgenmesi için, ölçülen gözlenebilirin ne kadar değiştiğini bir düşünce deneyinin çerçevesinde bulabiliriz.⁽¹⁾

İçinde çok sayıda özdeş tanecik bulunan bir kutumuz olduğunu kabul edelim. Kutuyu belirli bir ölçüde ısıtarak içindeki tanecikleri hızlandıralım. Kutunun kapısının, önceden yapılmış bir düzenleme ile, Δt kadarlık bir süre için açık kaldığını ve sonra da kapandığını düşün-

(1) Bu iddia, ilk olarak Kœ 1981(d)'de ileri sürülmüş ve düşünülmesi mümkün olan karşı argümanlar da dikkate alınarak söz konusu makalede savunulmuştur.

lim. Değişkenlerin başlangıç değerlerinin, Δt süresi içinde, kutudan bir tanecik çıkmasının olasılığını bir verecek şekilde seçildiğini kabul edelim.⁽¹⁾ Ayrıca, taneciğin durgunluk kütlesi m_0 'ı da bildiğimizi farzedelim. Tanecik kutudan çıktıktan sonra, impulsu bir gözlemci tarafından doğrudan ölçülebilsin.

Taneciğin, kutudan çıktıktan sonraki, ancak impulsu doğrudan ölçülmeden önceki başlangıç hâlini gösteren ket vektörü $|\Phi(p)\rangle$ 'yi, impuls operatörünün öz-fonksiyonları cinsinden şöyle açarız:

$$|\Phi(p)\rangle = \sum_i c_i |\phi_i(p)\rangle \quad \dots(3)$$

Düşünce deneyinde sırayla şu üç ölçmeyi yaptığımızı farzedelim:

- (i) tanecik kutuyu terketmeden önce, kutunun başlangıç kütlesi m_{Bi} , kutu ölçülerek bulunur;
- (ii) tanecik kutudan çıktıktan sonra, gözlemci, taneciğin impulsunu doğrudan ölçer ve p_i öz-değerini bulur; impuls ölçmesi:

$$|\Phi(p)\rangle \longrightarrow |\phi_i(p)\rangle \quad \dots(4)$$

indirgenmesine yolaçar;

- (iii) taneciğin impulsunun doğrudan ölçülmesinden sonra, kutunun kütlesi m_{Bf} , kutu ölçülerek bulunur.

Genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'deki kütle-enerji bağıntısını kullanarak, taneciğin kutuyu terketmesinden hemen sonraki enerjisi

(1) Bu tür bir düzenlemenin mümkünlüğünü ileri süren benzer bir düşünce deneyi için bkz. Einstein et al. 1931.

E şöyle bulunur:

$$E = (m_{Bi} - m_{Bf}) c^2 \quad \dots(5)$$

c , ışığın hızını gösterir.

Serbest taneciğin, kutuyu terkettikten sonraki ve impulsunun doğru-
dan ölçülmesinden önceki klâsik impulsu P_k şu şekilde hesaplanır:

$$P_k = \left(\frac{E^2}{c^2} + m_0^2 c^2 \right)^{1/2} \quad \dots(6)$$

(6) denklemi ile verilen yerel-olmayan klâsik impuls P_k 'nın, P_i bulunduktan sonra elde edilmiş olduğuna dikkat etmek gerekir.⁽¹⁾

Sadeci m_{Bi} 'yi kullanarak, taneciğin mekânın neresinde olduğunu bulamayız. P_k 'nin bulunmasını mümkün kılan m_{Bf} ise, taneciğin kuvantum mekaniksel impulsu, ölçme ile P_i olarak belirlendikten sonra bulunmuştur. Dolayısıyla, (6) denklemi, impuls ölçmesi öncesinde sözkonusu serbest tanecik için yerel-olmayan klâsik bir impuls tanımlar. Bu tür bir impulsu kuvantum kuramından elde edemeyiz. Ancak, (6) denkleminde tanımlanan impuls, kuvantum mekaniği ile herhangi bir tutarsızlığa da yolaçmaz. (6) denklemindeki impuls P_k 'nin yerel olmayışı, P_k 'nin kuvantum mekaniksel impuls P_i ile birlikte düşünülmesini mümkün kılar.

Kuantum mekaniği ve indirgenme (4) ile tutarlı olarak, yerel-olmayan

(1) Hesaplama basitlik sağlaması için P_k 'nin sadece $+$ değerini kullanacağız.

impulsun korunduğunu kabul edebiliriz. Bu korunma, kuantum mekaniği ile (a fortiori) tutarlıdır. ⁽¹⁾ Dolayısıyla, serbest taneciğin ölçme öncesindeki impulsu P_k ve ölçme sonrasındaki impulsu da P_i olduğuna göre, ölçme nedeniyle taneciğin impulsunda meydana gelebilecek değişiklik $(\Delta p)_i$ 'nin:

$$(\Delta p)_i = P_i - P_k \quad \dots(7)$$

şeklinde bulunabileceğini ileri sürebiliriz. ^{(2),(3),(4)}

Kutunun istatistiksel bir sistem olması nedeniyle, bu sistemin başlangıç halinin bilgisini veren $|\Phi(p)\rangle$ 'den, taneciğin kesin bir impuls değerini elde edemeyiz. Bu nedenle, P_k 'nin elde edildiği ölçme, (4) ile gösterilen yerel-olmayan indirgenmeye yolaçmaz. Dolayısıyla, (6) denkleminin belirlediği yerel-olmayan klâsik impuls P_k , kuantum mekaniğinden bulunamaz. Bu bakımdan, kuantum mekaniğini kul-

(1) İmpuls ve enerji korunumu için bkz. Dirac 1962, s.114-115.

(2) Bkz. Koç 1981(d).

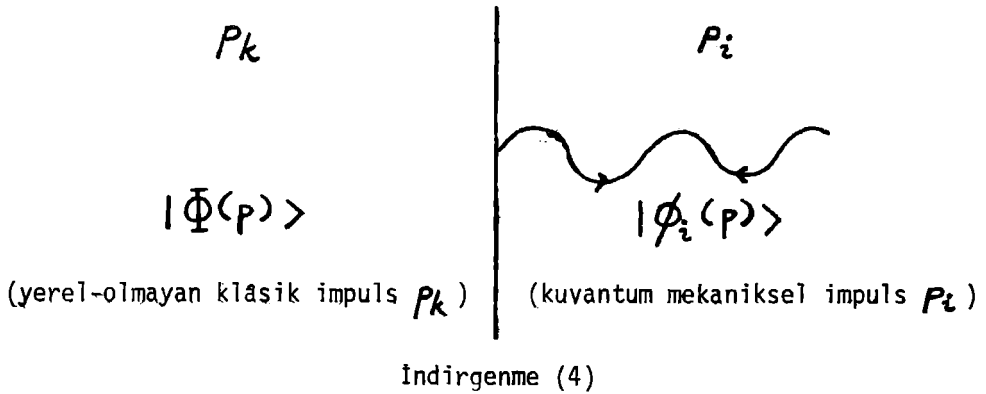
(3) Kutu deneyini bir lazer ışını ile veya potansiyel bir engel ve Dirac δ -fonksiyonları kullanarak da modellendirebiliriz.

(4) Kuantum mekaniğinde ikincil türden bir belirsizlik bağıntısı olan ve enerjinin ölçülme zamanı üzerine belirsizlik getiren enerji-zaman belirsizlik bağıntısının P_k 'nin bulunmasını engelleyeceği düşünülebilir. Ancak, böyle bir düşünce doğru değildir. Δt 'yi yeterli bir büyüklükte seçmek, veya kutu sayısını çoğaltmak P_k 'nin öğrenilmesine imkân tanıyacaktır. Bu önemli hususun anlaşılmasına yardımcı olan Dr. H. Bohr'a teşekkür borçluyum.

lanarak, P_k 'nin P_i 'ye eşit olması (ve dolayısıyla, $(\Delta p)_i = 0$ olması) gerektiğini ileri süremeyiz. Östelik, taneciğin ölçme öncesindeki impulsunu belirleyen (5) ve (6) denklemlerinden elde edilen sonuçların yerel-olmayan bir şekilde kullanılmaları nedeniyle, yerel-olmayan (4) indirgenmesi ile herhangi bir tutarsızlık ortaya çıkmaz. (Koç 1981(d), s.402-404).

Dolayısıyla, kuantum mekaniği ile bir tutarsızlığa düşmeden, ölçme öncesinde, taneciğin (6) denklemi ile belirlenen yerel-olmayan klâsik bir impulsu bulunduğunu ve ölçme nedeniyle, taneciğin impulsunda (7) denklemi ile belirlenen $(\Delta p)_i$ mertebesinde bir değişiklik meydana geldiğini ileri sürebiliriz.

Düşünce deneyine bağlı olarak anlatılmış bulunanlar şu resimle gösterilebilir:



Resim 1.

Resim 1 'deki ($\rightarrow$), ($+$) yönü ve, ($\leftarrow$) de ($-$) yönü gösterir. Bu yönlerin fiziksel anlamları, serbest taneciğin Schrödinger denkleminin çözümlerine bağlı olarak açıklanacaktır.

Kuantum mekaniği KM 'ye göre, indirgenme (4) 'ten önce, taneciğin başlangıç hâli $|\Phi(p)\rangle$ ile tasvir edildiğinde, taneciğin belirli bir impuls değeri yoktur. (Pauli 1980, s.67-78). Oysa, KM^E 'ye göre, taneciğin kuantik hâli $|\Phi(p)\rangle$ ile tasvir edildiğinde, P_K ile gösterilen ve (5) ile (6) denklemlerinden elde edilen belirli bir impuls değeri vardır. KM^E 'de, yerel-olmayan klâsik impuls P_K 'nin, $|\Phi(p)\rangle$ 'den KM ile tutarlı olarak elde edilebileceği gösterilmektedir.

İndirgenme (4)'ün, t_m zamanında meydana gelmiş olduğunu kabul edelim. (1), (2) 0 zaman, serbest taneciğin KM^E 'deki impulsu P , ölçme öncesi için (yani, $t < t_m$), yerel-olmayan klâsik impuls P_K , ve ölçme sonrası için de (yani, $t \geq t_m$), kuantum mekaniksel impuls P_{KM} 'nin toplamı (3) olarak gösterilir:

$$P = [P_K]_{t < t_m} \oplus [P_{KM}]_{t \geq t_m} \quad \dots(8)$$

(1) İndirgenmenin bir an'da meydana gelmesi için bkz. von Neumann 1955, s.351-354.

(2) Genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E için bkz. Koç 1981(f).

(3) $\oplus$ işareti ile ifade edilen toplam, $+$ ile gösterilen aritmetik toplamdan farklıdır. $\oplus$, birleştirmekten farklı olarak, birlikte bulunmayı gösterir.

$t < t_m$ için, P_{KM} ölçülmemiş olduğundan belirli bir değeri yoktur. $t \geq t_m$ için ise, P_{KM} ölçülmüş ve taneciğin kuvantum mekaniksel impulsu belirlenmiştir; dolayısıyla, artık P_K 'den söz edilemez. (1)

KM^E 'deki impuls $\hat{P}$ 'yi tanımlayan (8) denkleminde geçen $[P_K]_{t < t_m}$ 'nin değeri, (6) denklemindeki P_K ile belirlenir. $[P_{KM}]_{t \geq t_m}$ 'nin öz-değerleri ise, serbest taneciğin Schrödinger denkleminden elde edilir.

Tek boyutta serbest tanecik için Schrödinger denklemi şöyle yazılır:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi = E \psi \quad \dots(9)$$

(9) denkleminin iki bağımsız çözümü vardır:

$$\psi_k^+ = e^{ikx}, \quad \psi_k^- = e^{-ikx} \quad \dots(10)$$

(10) 'da verilen çözümler, impuls operatörü $\hat{P}$ 'nin öz-fonksiyonlarıdır. Dolayısıyla, şu denklemleri elde ederiz:

$$\hat{P} \psi_k^\pm = \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \psi_k^\pm = \pm \frac{\hbar}{i} ik \psi_k^\pm = \pm (\hbar k) \psi_k^\pm \quad \dots(11)$$

(11) 'de bulduğumuz $(+\hbar k)$ ve $(-\hbar k)$ öz-değerleri,

(10) 'daki öz-fonksiyonlara tekabül eder. (11) 'deki iki impuls öz-değeri için de, serbest taneciğin enerjisi eşittir:

(1) Bu bölümde anlatılan düşünce deneyinin çerçevesi içinde, serbest taneciğin impulsunun ölçülmesi için bkz. Ek 1.

$$E^{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \dots(12)$$

(11) ve (12) 'de geçen 'k', serbest taneciğe tekabül ettiği düşünülen de Broglie dalgasının 'dalga sayısı' nı gösterir.⁽¹⁾

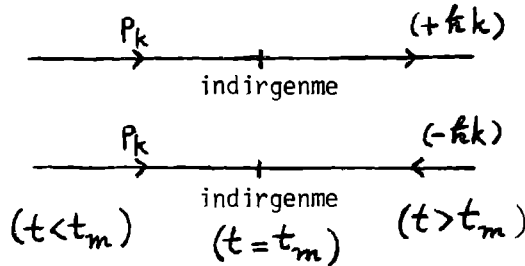
KM^E 'de, (8) denklemi ile tanımlanan impuls $\mathcal{P}$ 'nin öz-değerleri, (11) denklemini de kullanarak şöyle yazılır:

$$(p_k)_{t < t_m} \oplus (+\hbar k)_{t \geq t_m}, \quad (p_k)_{t < t_m} \oplus (-\hbar k)_{t \geq t_m} \quad \dots(13)$$

Resim 1 'deki ($\rightarrow$) ve ($\leftarrow$) yönleri, kuantum mekaniksel impulsun öz-değerlerinin işaretleri (+) ve (-) 'ye tekabül eder. $(+\hbar k)$, ($\rightarrow$) yönünde ve $\hbar k$ büyüklüğünde bir impulsu ve, $(-\hbar k)$ ise, ($\leftarrow$) yönünde ve $\hbar k$ büyüklüğünde bir impulsu gösterir.

Sözkonusu impulsun yerel olmayışı nedeniyle mekâna ait yönlerden söz edemeyiz. Dolayısıyla, ($\rightarrow$) yönü, çoğalan enerjiyi ve, ($\leftarrow$) yönü de azalan enerjiyi gösteren hâl vektörlerine tekabül eder.

KM^E 'de, impuls $\mathcal{P}$ 'nin (13) 'te gösterilen öz-değerlerini şu şekilde anlatabiliriz:



Resim 2.

(1) Dalga sayısını gösteren değişken k, dalga sayısı vektörü $\vec{k}$ 'ye tekabül eder.

Tanım (8) ve Resim 2 'den de anlaşıldığı gibi, KM^E 'ye göre, serbest taneciğin impulsunu gösteren $\mathcal{P}$ 'nin, ölçme öncesinde de, sonrasında da belirli değerleri vardır. $\mathcal{P}$, Heisenberg Belirsizlik Bağlantısı, yerel-olmayan indirgenme (4) ve yerel-olmayan kuvantum mekaniksel impuls ile tutarsızlığa yolaçmaz. Yani, ölçme öncesinde de, sonrasında da serbest taneciğe ait mekân koordinatları düşünemeyiz. Ancak, taneciği ölçerek mekânda lokalize edersek, $\mathcal{P}$ 'nin bilgisi ortadan kalkar; yani, yerel-olmayan klâsik impulsun ve kuvantum mekaniksel impulsun bilgisini kaybetmiş oluruz.

$\mathcal{P}$ 'yi matematiksel olarak anlatabilmek için $\mathcal{P}$ 'yi meydana getiren P_K ve P_{KM} 'yi tanımlamamız gerekmektedir. Ancak, kuvantum mekaniksel impuls P_{KM} 'yi, tek boyutta, $\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx}$ operatörü ile tanımlamak yerine, daha soyut bir yöntem kullanacağız.

Genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'de, serbest tanecik için, kuvantum mekaniksel impuls operatörü $\hat{P}_{KM}$ 'yi şu matris ile tanımlayacağız:

$$\hat{P}_{KM} = \begin{pmatrix} 0 & -i\hbar k \\ i\hbar k & 0 \end{pmatrix} \quad \dots(14)$$

Tanım (14) 'teki $\hat{P}_{KM}$, Hermit operatörüdür; yani:

$$\hat{P}_{KM}^\dagger = \hat{P}_{KM} \quad \dots(15)$$

Dolayısıyla, $\hat{P}_{KM}$, gözlenebilirlerin Dirac formalizmi içinde

Hermit operatörler ile gösterilmeleri şartını sağlar.

$\hat{P}_{KM}$ 'nin, (11) denklemi ile de uygun olarak, $(+\hbar k)$ ve $(-\hbar k)$ gibi iki öz-değeri vardır:

$$\hat{P}_{KM} |\phi^\pm(p)\rangle = (\pm \hbar k) |\phi^\pm(p)\rangle \quad \dots (16)$$

(16) 'daki öz-değer denklemi çözülerek, $\hat{P}_{KM}$ operatörünün normalize edilmiş öz-vektörleri bulunur. Bu öz-vektörleri şöyle gösterebiliriz:

$$|\phi_1\rangle = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ i/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad |\phi_2\rangle = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ -i/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \dots (17)$$

$|\phi_1\rangle$, $(+\hbar k)$ ve $|\phi_2\rangle$, $(-\hbar k)$ öz-değerlerine tekabül eder.

Yani:

$$\left. \begin{aligned} \hat{P}_{KM} |\phi_1\rangle &= (+\hbar k) |\phi_1\rangle \\ \hat{P}_{KM} |\phi_2\rangle &= (-\hbar k) |\phi_2\rangle \end{aligned} \right\} \quad \dots (18)$$

(17) 'deki vektörler, karşılıklı-dik birim vektörlerdir:

$$\langle \phi_i | \phi_j \rangle = \delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i=j; \quad i, j=1, 2 \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad \dots (19)$$

Ölçme yapılmadan önce (yani, indirgenme (4) meydana gelmeden önce), serbest taneciğin başlangıç hâlini gösteren $|\Phi(p)\rangle$ 'yi, $\hat{P}_{KM}$ operatörünün öz-vektörleri cinsinden bir seri olarak yazarız:

$$|\Phi(p)\rangle = \sum_{k=1}^2 (\langle \phi_k | \Phi(p) \rangle) |\phi_k\rangle \quad \dots (20)$$

$|\phi_1\rangle$ ve $|\phi_2\rangle$ 'nin normalizasyon sabitlerinin $(1/\sqrt{2})$ olması nedeniyle, (20) 'deki $|\Phi(p)\rangle$ 'yi şu şekilde de yazabiliriz:

$$|\Phi(p)\rangle = (1/\sqrt{2})(|\phi_1\rangle + |\phi_2\rangle) \quad (21)$$

(4) indirgenmesi meydana gelmeden önce, kuantum mekaniksel impulsunun ölçülmesi durumunda $(+\hbar k)$ öz-değerinin bulunmasının olasılığı

$$|\langle\phi_1|\Phi(p)\rangle|^2 = 1/2 \quad (22)$$

ve, $(-\hbar k)$ öz-değerinin bulunmasının olasılığı da:

$$|\langle\phi_2|\Phi(p)\rangle|^2 = 1/2 \quad \dots(23)$$

dir. Serbest taneciğin kuantum mekaniksel impulsunun beklenen değeri (expectation value), (18) 'i kullanarak, $|\phi_1\rangle$ vektörü ile gösterilen hâl için:

$$\langle\hat{P}_{KM}\rangle_{\phi_1} = \langle\phi_1|\hat{P}_{KM}|\phi_1\rangle = (+\hbar k) \quad \dots(24)$$

ve, $|\phi_2\rangle$ vektörü ile gösterilen hâl için de:

$$\langle\hat{P}_{KM}\rangle_{\phi_2} = \langle\phi_2|\hat{P}_{KM}|\phi_2\rangle = (-\hbar k) \quad \dots(25)$$

olarak bulunur.

Yerel-olmayan klasik impuls P_K 'yı şu matris ile tanımlayacağız⁽¹⁾:

(1) Klasik dinamik değişkenlerin de, uygun olarak seçilmiş ket vektörleri ve operatörler ile gösterilebileceğini göz önünde bulundurmamız gerekiyor (bkz. Kurşunoğlu 1962, s.9-16).

$$\hat{P}_K = \begin{pmatrix} P_K & 0 \\ 0 & P_K \end{pmatrix} \quad \dots(26)$$

Tanım (26) 'daki $\hat{P}_K$ operatörü de, $\hat{P}_{KM}$ gibi, Hermit operatörüdür. $\hat{P}_K$ 'nin öz-değeri P_K 'ye:

$$|P\rangle = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \dots(27)$$

olarak seçtiğimiz ket vektörü tekabül eder.⁽¹⁾

$\hat{P}_K$ operatörü için şu öz-değer denklemi geçerlidir:

$$\hat{P}_K |P\rangle = P_K |P\rangle \quad \dots(28)$$

(14) ve (16) 'yı kullanarak, $\mathcal{P}$ 'nin (8) ile verilen tanımını şu şekilde yeniden yazarız:

$$\hat{\mathcal{P}} = \hat{P}_K \oplus \hat{P}_{KM} = \begin{pmatrix} P_K & -i\hbar k \\ i\hbar k & P_K \end{pmatrix} \quad \dots(29)$$

(29) 'da tanımlanan $\hat{\mathcal{P}}$, Hermit operatörüdür. $\hat{P}_K$, $\hat{P}_{KM}$ ve $\mathcal{P}$ çarpmada yer değiştirirler.⁽²⁾ Tanım (29) 'da, tanım (8) 'de

(1) Tanım (26) 'da, $\hat{P}_K$ 'nın, P_K ile $\hat{I}$ birim matrisinin çarpımı olarak gösterilmesi herhangi bir sorun meydana getirmez. $|P\rangle$ 'yi,, (27) 'deki ket vektörü yerine, $(-i/\sqrt{2} \ -i/\sqrt{2})^T$ şeklinde de seçebiliriz. Böyle bir seçim, KM^E 'ye bağlı olarak ileri sürdüğümüz iddiaların değişmesine yol açmaz.

(2) $\hat{P}_K$, $\hat{P}_{KM}$ ve $\hat{\mathcal{P}}$ 'nin yer değiştirme bağıntıları ve bunların fiziksel anlamları için bkz. Ek 2.

kullanılan ve indirgenme (4) 'ün öncesi ile sonrası gösteren zaman indisleri, bu ayrımın artık bağlamdan anlaşılacağı düşünülerek, kısaltma yapmak amacıyla kullanılmamaktadır.

$$\hat{P} |\phi_i\rangle = p_i |\phi_i\rangle \quad (30)$$

öz-değer denklemi çözülürse, $\hat{P}$ 'nin öz-değerleri, $(p_k \oplus (+\hbar k))$ ve $(p_k \oplus (-\hbar k))$ olarak bulunur. $\hat{P}$ 'nin öz-fonksiyonları ise şöyledir:

$$|\phi_1\rangle = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ i/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad |\phi_2\rangle = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} \\ -i/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \dots (31)$$

(31) 'den de görüldüğü gibi, $\hat{P}$ 'nin öz-vektörleri, $\hat{P}_{KM}$ 'nin (17) 'de belirlenen öz-vektörleri ile aynıdır. Bu öz-vektörlerden

$|\phi_1\rangle$, $(p_k \oplus (+\hbar k))$ 'ye ve, $|\phi_2\rangle$ ise, $(p_k \oplus (-\hbar k))$ 'ye tekabül eder.

$\hat{P}$ ile $\hat{P}_{KM}$ 'nin aynı öz vektörlere sahip olması, KM^E 'de, indirgenme (4) 'ten sonrası için, $\hat{P}$ 'nin $\hat{P}_{KM}$ 'ye (tanım bakımından) indirgenmesini sağlar. Yani, indirgenme (4) 'ün meydana gelmesiyle birlikte, $\hat{P}$, kuantum mekaniksel impuls $\hat{P}_{KM}$ 'ye dönüşür.

$\hat{P}$ operatörü şu denklemleri sağlar:

$$\left. \begin{aligned} \hat{P} |\phi_1\rangle &= (p_k \oplus (+\hbar k)) |\phi_1\rangle \\ \hat{P} |\phi_2\rangle &= (p_k \oplus (-\hbar k)) |\phi_2\rangle \end{aligned} \right\} \quad \dots (32)$$

KM^E 'de, serbest taneciğin başlangıç hâlini tasvir eden ket vektörünü, (20) 'ye benzer olarak, (31) 'deki öz-vektörlerin cinsinden bir seri olarak açabiliriz:

$$|\Phi(p)\rangle = \sum_{k=1}^2 (\langle \phi_k | \Phi(p) \rangle) |\phi_k\rangle \quad \dots (33)$$

Öz-fonksiyonların normalizasyon sebitlerinin $(1/\sqrt{2})$ olması sebebiyle, (21) 'e benzer olarak, (33) 'ü şöyle yazabiliriz:

$$|\Phi(p)\rangle = (1/\sqrt{2})(|\phi_1\rangle + |\phi_2\rangle) \quad \dots (34)$$

(14), (26) ve (29) ile verilen tanımların ilginç bir yanı, $\hat{P}$ operatörünü, yerel-olmayan klâsik impuls operatörü $\hat{P}_K$ 'nin öz-vektörü $|p\rangle$ 'ye uygulayarak, yerel-olmayan klâsik impuls ile kuvantum mekaniksel impulsun ayırılmalarını mümkün kılmalarıdır.

Bu ayırmayı şu şekilde yaparız:

$$\begin{aligned} \hat{P}|p\rangle &= p_k |p\rangle \oplus (+\hbar k) \begin{pmatrix} -i/\sqrt{2} \\ i/\sqrt{2} \end{pmatrix} = p_k |p\rangle \oplus (+\hbar k) |p'_1\rangle \\ \hat{P}|p\rangle &= p_k |p\rangle \oplus (-\hbar k) \begin{pmatrix} i/\sqrt{2} \\ -i/\sqrt{2} \end{pmatrix} = p_k |p\rangle \oplus (-\hbar k) |p'_2\rangle \end{aligned} \quad \dots (35)$$

(35) 'teki denklemlerden de görüldüğü gibi, $|p\rangle$ hâlinde, ölçme öncesi ve sonrasındaki impulsların ayırılması işleminden şu vektörleri elde ederiz:

$$|p'_1\rangle = \begin{pmatrix} -i/\sqrt{2} \\ i/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad |p'_2\rangle = \begin{pmatrix} i/\sqrt{2} \\ -i/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \dots (36)$$

(36) 'daki vektörler ile $|p\rangle$ vektörü arasında şu diklik bağıntısı ortaya çıkar:

$$\langle p'_1 | p \rangle = \langle p'_2 | p \rangle = 0 \quad \dots(37)$$

(35) 'teki denklemleri ve (37) 'deki diklik bağıntısını fiziksel bakımdan şu şekilde yorumlayacağız: Taneciğin hâli, yerel-olmayan klâsik impuls operatörü $\hat{P}_k$ 'nin öz-vektörü $|p\rangle$ ile tasvir edildiğinde, yerel-olmayan klâsik impuls ile kuvantum mekaniksel impulsu ayırırsak, ayırılmış impulslara tekabül eden ket vektörleri dik'tir; yani, yerel-olmayan klâsik impuls ve kuvantum mekaniksel impuls, aynı fiziksel hâlde birlikte fiilî (actual) olamaz. Dolayısıyla, $|p\rangle$ ket vektörü için, $\hat{P}$ 'nin beklenen değeri, yerel-olmayan klâsik impuls P_k 'dir:

$$\langle \hat{P} \rangle_p = \langle p | \hat{P} | p \rangle = P_k \quad \dots(38)$$

$\hat{P}$ 'nin, (31) 'de belirlenen öz-vektörlerini, $|p\rangle$, $|p'_1\rangle$ ve $|p'_2\rangle$ ket vektörlerinin terimleriyle gösterebiliriz:

$$\left. \begin{aligned} |\phi_1\rangle &= \left(\frac{1+i}{2}\right)(|p\rangle + |p'_1\rangle) \\ |\phi_2\rangle &= \left(\frac{1-i}{2}\right)(|p\rangle + |p'_2\rangle) \end{aligned} \right\} \quad \dots(39)$$

Böylece, (39) 'daki denklemlerde, $\hat{P}$ 'nin öz-vektörleri, ayırılmış (yerel-olmayan klâsik impuls) ve (kuvantum mekaniksel impuls) 'a tekabül eden ket vektörlerinin cinsinden anlatılmış olur. Bu tür bir ayrıştırma ve öz-vektörlerin (39) 'daki denklemlere benzer şekilde yazıl-

ması,kuvantum mekaniği KM bakımından mümkün değildir.Bu olanaksızlığın nedeni,kuvantum mekaniğinde,ölçme öncesi (yani,indirgenme (4) öncesi) için, $|p\rangle$ ile gösterilen fiziksel hâlin tanımlanmamış olmasıdır.

(39) ve (34) 'ü kullanarak,KM^E 'de,serbest taneciğin başlangıç hâlini tasvir eden $|\Phi(p)\rangle$ vektörünü şu şekilde yazarız:

$$|\Phi(p)\rangle = \left(\frac{1+i}{2\sqrt{2}}\right)(|p\rangle + |p'_1\rangle) + \left(\frac{1-i}{2\sqrt{2}}\right)(|p\rangle + |p'_2\rangle) \quad \dots(40)$$

Başlangıç hâlinin (40) 'daki vektör ile belirlenmesi KM^E 'ye özgüdür. Kuvantum mekaniği KM 'de,serbest taneciğin başlangıç hâli,(40) 'daki ket vektörü ile tanımlanamaz.

$\hat{P}$ 'nin öz-değeri $(p_k \oplus (+k))$ 'nin bulunmasının olasılığı:

$$|\langle \phi_1 | \Phi(p) \rangle|^2 = (1/\sqrt{2})^2 = 1/2 \quad \dots(41)$$

ve öbür öz-değer $(p_k \oplus (-k))$ 'nin bulunmasının olasılığı ise:

$$|\langle \phi_2 | \Phi(p) \rangle|^2 = (1/\sqrt{2})^2 = 1/2 \quad \dots(42)$$

dir.(41) ve (42) 'de bulunan aynı olasılıklar, $|\Phi(p)\rangle$ yerine, $|p\rangle$ vektörünü kullanarak da bulunabilir.Yani,serbest taneciğin başlangıç hâlini $|p\rangle$ ile göstermemiz durumunda da,(41) ve (42) 'deki olasılıkları elde ederiz.Bu önemli noktayı kısaca gösterelim.

(27) ve (31) denklemlerinden şu iki eşitliği buluruz:

$$\langle \phi_1 | p \rangle = \left(\frac{1-i}{2} \right) \quad \text{ve} \quad \langle \phi_2 | p \rangle = \left(\frac{1+i}{2} \right) \quad \dots (43)$$

(43) ise, (41) ve (42) 'deki olasılık değerlerini verir:

$$|\langle \phi_1 | p \rangle|^2 = 1/2 \quad \text{ve} \quad |\langle \phi_2 | p \rangle|^2 = 1/2 \quad \dots (44)$$

(44) 'de verilen olasılıklar, aynı zamanda, $|\phi_1\rangle$ ve $|\phi_2\rangle$ 'nin, (39) 'daki karşılıkları kullanılarak da bulunabilir. (27) ve (39) 'dan şu eşitliği elde ederiz:

$$\begin{aligned} \langle \phi_1 | p \rangle &= \left(\left(\frac{1+i}{2} \right) (|p\rangle + |p_1'\rangle) \right)^\dagger |p\rangle \\ &= \langle p | \left(\frac{1-i}{2} \right) |p\rangle + \langle p_1' | \left(\frac{1-i}{2} \right) |p\rangle \quad \dots (45) \end{aligned}$$

(37) 'deki diklik bağıntısı nedeniyle:

$$\langle p_1' | \left(\frac{1-i}{2} \right) |p\rangle = \left(\frac{1-i}{2} \right) \langle p_1' | p \rangle = 0 \quad \dots (46)$$

Dolayısıyla, (45) 'i şöyle yazarız:

$$\langle \phi_1 | p \rangle = \left(\frac{1-i}{2} \right) \langle p | p \rangle = \left(\frac{1-i}{2} \right) \quad \dots (47)$$

(47) ise, (44) 'de bulunan olasılık değerlerini verir. $|\langle \phi_2 | p \rangle|^2$ 'yi de benzer olarak elde edebiliriz.

Görüldüğü gibi, (41), (44) ve (47) 'deki olasılıklar eşittir. Bu sonucun fiziksel anlamını şöyle açıklayabiliriz: Serbest taneciğin başlangıç hâli $|\Phi(p)\rangle$ ile tasvir edildiğinde, impulsun doğrudan ölçülmesinden sonra taneciğin $|\phi_1\rangle$ (ya da, $|\phi_2\rangle$) ile gösterilen

hâlde kalmasının olasılığı $(1/2)$ 'dir. Bu düşünceler, kuantum mekaniğinin verdiği açıklama ile de aynıdır. Ancak, (44) denklemine göre, serbest taneciğin başlangıç hâlini, yerel-olmayan klâsik impuls $\hat{P}_K$ 'nin öz-vektörü $|P\rangle$ ile tasvir ettiğimizde, impulsun doğrudan ölçülmesinden sonra taneciğin $|\phi_1\rangle$ (ya da, $|\phi_2\rangle$) ile gösterilen hâlde kalmasının olasılığı da $(1/2)$ 'dir. Kuantum mekaniği KM 'de, $|P\rangle$ gibi bir hâl vektörü tanımlanmadığından dolayı, açıklamanın bu kısmı sadece KM^E 'ye özgüdür. Genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E 'ye göre, serbest taneciğin hâlinin $|P\rangle$ vektörü ile tasvir edilebilmesi için bir ölçme yapılmış olmasına gerek yoktur; çünkü, $|P\rangle$, özel rölâtivite kuramından elde edilmiştir ve özü bakımından klâsik bir hâl vektörüdür.

Taneciğin impulsunun doğrudan ölçülmesiyle meydana gelen $(\Delta P)_i$ değişikliğini, KM^E 'yi kullanarak bulmadan önce, KM^E 'ye ait olan impuls $\hat{P}$ 'nin ve $\hat{P}$ 'yi oluşturan $\hat{P}_K$ ile $\hat{P}_{KM}$ 'nin beklenen değerlerinin Dirac formalizmi ile tutarsızlığa yolaçmadan bulunabilmeyeceğini göstereceğiz. ⁽¹⁾

$\hat{P}$, $\hat{P}_K$ ve $\hat{P}_{KM}$ 'nin $|\Phi(P)\rangle$, $|P\rangle$, $|\phi_1\rangle$ ve $|\phi_2\rangle$ hâl vektörleri için beklenen değerleri şöyledir:

$$\langle \hat{P} \rangle_{\Phi(P)} = \langle \Phi(P) | \hat{P} | \Phi(P) \rangle = P_K \quad \dots (48)$$

(1) (48)-(59) denklemlerindeki hesaplamalar için bkz. Ek 3.

$$\langle \hat{P} \rangle_P = \langle P | \hat{P} | P \rangle = P_k \quad \dots (49)$$

$$\langle \hat{P} \rangle_{\phi_1} = \langle \phi_1 | \hat{P} | \phi_1 \rangle = P_k \oplus (+\hbar k) \quad \dots (50)$$

$$\langle \hat{P} \rangle_{\phi_2} = \langle \phi_2 | \hat{P} | \phi_2 \rangle = P_k \oplus (-\hbar k) \quad \dots (51)$$

(48) ve (49), indirgenme (4) meydana gelmeden önce, tanecik $|\Phi(P)\rangle$ ya da $|P\rangle$ ile tasvir edilen hâllerde düşünüldüğünde, P_k gibi belirli bir impuls değeri bulunduğunu belirtiyor. P_k , yerel-olmayan klâsik impulstur. (50) 'ye göre, indirgenme (4) meydana geldikten sonra, tanecik $|\phi_1\rangle$ ile gösterilen hâlde bulunuyorsa, impuls $\hat{P}$ 'nin değeri $P_k \oplus (+\hbar k)$ 'dir. Ancak, tanım (8) 'den de anlaşıldığı gibi, P_k , indirgenme (4) meydana gelmeden önceki impulsu ve $(+\hbar k)$ ise, indirgenme (4) meydana geldikten sonraki impulsu gösterir. Dolayısıyla, indirgenme (4) meydana gelmeden önce belirli bir kuvantum mekaniksel impulstan ve indirgenme sonrasında da yerel-olmayan klâsik impulstan söz edemeyiz.⁽¹⁾ Benzer şeyleri (51) için de düşünmek gerekir.

$$\langle \hat{P}_k \rangle_{\Phi(P)} = \langle \Phi(P) | \hat{P}_k | \Phi(P) \rangle = P_k \quad \dots (52)$$

$$\langle \hat{P}_k \rangle_P = \langle P | \hat{P}_k | P \rangle = P_k \quad \dots (53)$$

$$\langle \hat{P}_k \rangle_{\phi_1} = \langle \phi_1 | \hat{P}_k | \phi_1 \rangle = P_k \quad \dots (54)$$

$$\langle \hat{P}_k \rangle_{\phi_2} = \langle \phi_2 | \hat{P}_k | \phi_2 \rangle = P_k \quad \dots (55)$$

(1) Bu ayrımı açık olarak gösteren zaman indislerini kullanmayacağımızı, ancak bu ayrımın bağlamdan anlaşılması gerektiğini tanım (29) 'a bağlı olarak belirtmiştik.

Zaman indislerinin açık olarak kullanılmadığı anlaşılırsa, (54) ve (55) denklemlerinde geçen P_k değerinin ölçme öncesine ait olduğu anlaşılır. Yani, serbest tanecik $|\phi_1\rangle$ (ya da, $|\phi_2\rangle$) ile tasvir edildiğinde, bu hâle girmeden önceki yerel-olmayan klâsik impulsunun değeri P_k 'dir.

$$\langle \hat{P}_{KM} \rangle_{\Phi(p)} = \langle \Phi(p) | \hat{P}_{KM} | \Phi(p) \rangle = 0 \quad \dots(56)$$

$$\langle \hat{P}_{KM} \rangle_p = \langle p | \hat{P}_{KM} | p \rangle = 0 \quad \dots(57)$$

$$\langle \hat{P}_{KM} \rangle_{\phi_1} = \langle \phi_1 | \hat{P}_{KM} | \phi_1 \rangle = +\hbar k \quad \dots(58)$$

$$\langle \hat{P}_{KM} \rangle_{\phi_2} = \langle \phi_2 | \hat{P}_{KM} | \phi_2 \rangle = -\hbar k \quad \dots(59)$$

(56) ve (57) 'ye göre, serbest taneciğin indirgenme (4) meydana gelmeden önceki hâli $|\Phi(p)\rangle$ veya $|p\rangle$ ile tasvir edildiğinde, kuvantum mekaniksel impulsun belirli bir değeri yoktur. (58) ve (59) 'a göre, taneciğin hâli, indirgenme (4) meydana geldikten sonra $|\phi_1\rangle$ ile tasvir ediliyorsa, $\hat{P}_{KM}$ 'nin öz-değeri $(+\hbar k)$ ve, $|\phi_2\rangle$ ile tasvir ediliyorsa, $(-\hbar k)$ 'dir.

Bu tartışmalardan da açıkça görüldüğü gibi, genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'de tanımlanan impuls $\hat{P}$, yerel-olmayan klâsik impuls $\hat{P}_K$ ve, $\hat{P}_K$ 'nın öz-vektörü $|p\rangle$, bir tutarsızlığa yolaçmadan Dirac formalizmi içinde kuvantum mekaniği ile birlikte düşünülebilir. KM^E 'nin oluşturulmasındaki amaç, serbest taneciğin impulsunda ölçme nedeniyle meydana gelen ve (7) ile gösterilen $(\Delta p)_i$ değişikliği-

nin birleşik bir kuramsal çerçeve içinde hesaplanabilmesini sağlamaktır.⁽¹⁾

(7) denklemi ile verilen $(\Delta p)_i$ 'deki p_k , özel rölâtivite kuramından ve p_i ise, kuantum mekaniğinden elde edilmiştir. Klâsik impuls p_k 'nın yerel olmayışı nedeniyle Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı ihlâl edilmez. Dolayısıyla, p_k 'yı, kuantum mekaniksel impuls p_i ile birlikte düşünebiliriz. Ancak, p_k ile p_i 'nin arasında şu önemli farkların bulunduğu dikkat etmek gerekir:

- (a) p_k 'nın elde edildiği özel rölâtivite kuramı ile, p_i 'nin elde edildiği kuantum mekaniği ölçme bakımından farklıdır. Özel rölâtivite kuramı, ölçme bakımından klâsik bir kuramdır; yani, ölçme öncesi ile sonrası arasında kategorik bir ayrım yapılmaz. Oysa, kuantum mekaniğinde, ölçmede ortaya çıkan indirgenme nedeniyle, ölçme öncesi ile sonrası arasında kuvve-fiil (potentiality-actuality) şeklinde zorunlu bir ayrım yapılması gerekmektedir.
- (b) p_k , tamamen klâsik olarak elde edilmiştir; bu nedenle dalgasal özellikler içermez. Oysa, kuantum mekaniksel impuls p_i , dalga boyu, dalga sayısı gibi dalgasal özellikler içerir.

(1) Bu tür bir kuramsal çerçevenin teorik fizikte bulunduğunu söyleyemeyiz. Rölâtivist kuantum mekaniği de, (7) 'deki farkın hesaplanabilmesi için birleşik bir çerçeve oluşturmaz. Ayrıntılı bir çözümleme yapılmasını gerektirdiğinden dolayı, bu konunun incelenmesine bu çalışmada girmiyoruz.

P_k 'nın elde edildiği (6) bağıntısının, kuantum mekaniksel impuls P_i için de geçerli olduğu açıktır. Ancak, taneciğin, (6) 'da geçen enerjisi E , (5) denklemi ile bulunur. (5) 'deki enerji E ise, klâsik bir enerjidir. Yani, klâsik bir cisim olan kutunun kütle farkı ve kütle-enerji bağıntısından elde edilmiştir. Bu tür klâsik bir enerjiye, özel rölâtivite kuramı bakımından ad hoc bir şekilde dalgasal özellikler atfedemeyiz. Dolayısıyla, sözkonusu klâsik enerjiden türetilen impulsun da gasal özelliklerinden de söz edemeyiz. Bu nedenle, P_k ve P_i arasında (b) ile belirtilen fark, ontolojik 'tir; fiziğin temelleri açısından son derece önemlidir. Teorik fizik bağlamında, birleştirilmiş kuramların oluşturulabilmesi için bu farkın giderilmesi zorunludur.

P_k ve P_i arasında ortaya çıkan (a) ve (b) farkları nedeniyle, $(\Delta p)_i$ 'yi, (7) denklemindeki gibi P_k 'yi P_i 'den doğrudan çıkartarak elde etmek haklı gösterilebilir bir yol değildir. Ancak, genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E 'de impuls $\hat{P}$ 'nin tanımlanması, (a) 'daki farkı ortadan kaldırır. KM^E bakımından ileri sürülen sonuçlar için (b) 'deki farkın giderilmesi, belki de, bu incelemenin kısmen konusu olan 'mekân' kavramının daha iyi anlaşılmasıyla mümkün olacaktır.

Serbest tanecik için oluşturulan genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E 'ye göre, $(\Delta p)_i$ 'yi, P_k 'yi P_i 'den doğrudan çıkartarak bulmak yerine, $\hat{P}$ 'nin $|\Phi(p)\rangle$ halindeki beklenen değeri

$\langle \hat{P} \rangle_{\Phi(p)}$ 'yi, $\hat{P}$ 'nin $|\phi_i\rangle$ hâlindeki beklenen değeri $\langle \hat{P} \rangle_{\phi_i}$ 'den çıkartarak elde ederiz.

Ölçmeden dolayı taneciğin impulsunda meydana gelen değişimi $(\Delta p)_i$, taneciğin hâli $|\phi_i\rangle$ ile tasvir edildiğinde impuls $\hat{P}$ 'nin değeri ile taneciğin hâli $|\Phi(p)\rangle$ ile tasvir edildiğinde impuls $\hat{P}$ 'nin değeri arasındaki farktan elde edilir:

$$(\Delta p)_i = \langle \hat{P} \rangle_{\phi_i} - \langle \hat{P} \rangle_{\Phi(p)} \quad \dots(60)$$

$\hat{P}$ 'nin iki öz-değeri bulunması nedeniyle, iki farklı $(\Delta p)_i$ ortaya çıkacaktır. Birinci öz-değer için (60) 'ı şöyle yazarız:

$$(\Delta p)_1 = \langle \hat{P} \rangle_{\phi_1} - \langle \hat{P} \rangle_{\Phi(p)} \quad \dots(61)$$

$\langle \hat{P} \rangle_{\Phi(p)}$ 'nin değerini (48) 'den ve $\langle \hat{P} \rangle_{\phi_1}$ 'in değerini de (50) 'den bularak (61) 'i şu şekilde yazarız⁽¹⁾:

$$(\Delta p)_1 = (+\hbar k) - p_k \quad \dots(62)$$

(62) 'yi şu şekilde yeniden yazarız:

$$(\Delta p)_1 = (\hbar k - p_k) \quad \dots(63)$$

Benzer olarak, $(\Delta p)_2$ şu şekilde yazılır:

(1) Ölçme yapılmış olduğundan dolayı $\langle \hat{P} \rangle_{\phi_1}$ 'i veren (50) denkleminin sadece $(+\hbar k)$ 'lik kısmı $(\Delta p)_1$ 'in hesabına girer.

$$(\Delta p)_2 = \langle \hat{p} \rangle_{\phi_2} - \langle \hat{p} \rangle_{\Phi(p)} \quad \dots (64)$$

$\langle \hat{p} \rangle_{\Phi(p)}$ 'nin değerini (48) 'den ve $\langle \hat{p} \rangle_{\phi_2}$ 'nin değerini

de (51) 'den bularak şunu yazarız:

$$(\Delta p)_2 = (-\hbar k) - p_k \quad \dots (65)$$

(65),şu denklemi verir:

$$(\Delta p)_2 = -(\hbar k + p_k) \quad \dots (66)$$

Böylece.(63) ve (66) denklemleri ile,taneciğin doğrudan ölçülmesinden dolayı impulsunda meydana gelebilecek iki mümkün değişikliği belirlemiş olduk.

Kuantum mekaniği KM 'ye göre,indirgenme (47) 'den önce,serbest taneciğin belirli bir impuls değeri bulunmaz.Dolayısıyla,kuantum mekaniğinin Ortodoks ve Kopenhag yorumları ölçme öncesinde taneciğin impulsunu mutlak bir belirsizlikle ele alarak,ölçmeden doğan değişimin büyüklüğünün düşünülmesini engeller.Oysa,genişletilmiş kuantum mekaniği KM^E 'ye göre,ölçme öncesi için taneciğin belirli bir yerel-olmayan klâsik impuls değerinden sözedebiliriz.Yerel-olmayan klâsik impulsun özel rölâtivite kuramından bulunması nedeniyle,kuantum mekaniğinin Ortodoks ve Kopenhag yorumları,ölçmede meydana gelen değişmelerin bulunmasını (düşünülmesini) engellemez.

KM^E 'de,(29) ile tanımlanan impuls $\hat{p}$ 'nin gizli dinamik değiş-

ken olmadığı açıktır. Dolayısıyla, 4. bölümde belirlenen Bell teoremi, $\hat{P}$ 'nin (29) 'daki şekli ile tanımlanmasını engellemez.

$\hat{P}$, başlangıç hâlini gösteren $|\Phi(p)\rangle$ ket vektörü için, (48) ve (49) 'da gösterilmiş olduğu gibi, kesin bir impuls değeri belirlemektedir. Bu nedenle, $\hat{P}$ 'nin, (31) ve (39) 'daki öz-fonksiyonları cinsinden anlatılan ve başlangıç hâlini gösteren ket vektörü $|\Phi(p)\rangle$, 3. bölümde incelenmiş bulunan EPR makalesindeki tam 'lık anlayışı ile de uygun olarak serbest taneciğin tam bir tasvirini verir.

P_k 'nin $(+\hbar k)$ olarak yorumlanması durumunda $(\Delta p)_1 = 0$ ve $(\Delta p)_2 = -2\hbar k$, ve $(-\hbar k)$ olarak yorumlanması durumunda ise $(\Delta p)_1 = 2\hbar k$ ve $(\Delta p)_2 = 0$ şeklinde düşünülme zorundadır. Eğer, P_k 'nin (63) denklemi için $(+\hbar k)$ ve (66) için de $(-\hbar k)$ olduğu gösterilebilirse, bu $(\Delta p)_1 = (\Delta p)_2 = 0$ sonucuna yolaçar. Böyle bir sonuç ise ölçme sorununa kısmî bir çözüm getirir ve KM^E 'nin yerel-olmayan determinist bir kuram olduğu görüşüne temel hazırlar. Ancak, Giriş bölümünün başında, "Doğa'daki nesnelerin tasvirleri için mekân zorunlu mudur ? " sorusu ile belirlediğimiz çerçevenin dışına taşan yerel-olmayan determinizm konusunu irdelemeyeceğiz.

Bu bölümde ulaştığımız neticeler (Sonuç kısmında gösterildiği şekliyle), doğa'daki nesnelerin tasvirleri için mekân 'ın zorunlu olmadığı görüşünü ileri sürmek için yeterlidir. Söz konusu sonucun (yani, nesnelerin tasviri için mekân 'ın zorunlu olmadığı görüşünün) yerel olmayan türde bir determinizm'in kuantum kuramında inşa edilmesine imkân tanıyacağına da dikkat etmek gerekir.

6. SONUÇ

Kuvantum kuramında ölçme,ölçülen dinamik değişken bakımından kuvve'yi (potentiality) gerçek'e (actuality)⁽¹⁾ dönüştürür.Bu dönüşme mutlaklıdır;ölçme sonrasındaki gerçek'ten hareket ederek,ölçme öncesine ait aynı türden bir gerçek düşünülemez (bkz. bölüm 2).

Kuvantum mekaniğinin temel bir postülatı olan Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı'ndan dolayı,mekân ile dinamik değişken impuls aynı tasvirde birlikte kullanılamazlar.Mekân ve impuls'un ölçme öncesinde fiilî (actual) olmayışları nedeniyle,mekân koordinatının ölçülmesi durumunda impuls ve,impuls'un ölçülmesi durumunda da mekân,ölçme sonrasını belirleyen tasvirden dışarlanır.(bkz. bölüm 2,(1) ve (2)).

Ölçme öncesinde,mekân ve dinamik değişken impuls'un birlikte kuvvede mevcut (potential) olarak düşünölmeleri Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı ile bir tutarsızlığa yolaçmaz.Kuvvede mevcut olmalarından dolayı,mekân ve impuls'a belirli (determinate) değeri verilemez.

Ancak,kuvantum mekaniği ve özel rölativite kuramına ait kütle-enerji bağıntısının birlikte düşünölmeleri durumunda,serbest taneciğinin

(1) Daha önce de belirtildiği gibi,'gerçek' terimi,'fiil' lerin toplamı anlamında kullanılmaktadır;metafizik mahiyetteki 'şenîyyet' ve 'realite' terimleriyle karıştırılmamalıdır.

ölçme öncesinde de fiili (actual) bir impulsu bulunduğu 5. bölümde gösterilmiştir. Ölçme öncesinde fiili olduğu düşünülen ve özel rölâtivite kuramından elde edilen bu klâsik impuls, yerel olmayışı nedeniyle Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı ile bir tutarsızlığa yolaçmaz (bkz. bölüm 5,(6)).

Ölçme öncesindeki başlangıç hâli $|\Phi(p)\rangle$ 'de (ve, $|p\rangle$ 'de) ortaya çıkan yerel-olmayan klâsik impuls, herhangi bir tutarsızlığa yolaçmadan, ölçme sonrasındaki $|\phi_i\rangle$ hâlinde fiili (actual) olan kuvantum mekaniksel impuls ile birlikte düşünülebilir. Yeni bir impuls kavramına yolaçan bu düşünce, kuvantum mekaniğinin Dirac formalizmi çerçevesinde matematiksel olarak anlatılmıştır. (bkz. bölüm 5,(8) ve (29)).

Sözkonusu impuls P 'yi dikkate alarak 5. bölümde oluşturulan genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'ye göre, serbest taneciğin ölçme öncesindeki yerel-olmayan klâsik impulsu P_K ve ölçme sonrasındaki kuvantum mekaniksel impulsu P_{KM} , birlikte fiili'dirler (actual).

Kuvantum mekaniğinde ve kuvantum mekaniğini kullanan herhangi bir kuramsal çerçevede, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı'ndan dolayı impuls'un fiili olması durumunda, mekân fiili olamaz, Aksi hâlde, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı ile tutarsızlığa düşülür. Impuls'un fiili olması durumunda mekân'daki belirsizlik mutlak'tır (sonsuz'dur); bu ise ancak mekân'ın kuvvede mevcut olmasıyla mümkündür.

Genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'ye (ve, Koç 1981(d)'de geliştirilmiş bulunan argümana) göre, ölçme öncesi için düşünülen yerel-

olmayan klâsik impuls fiilî'dir (actual) ve kuvantum mekaniğinin temel postülatları ile bir tutarsızlığa yolaçmaz. Dolayısıyla, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle, ölçme öncesi için mekân kuvvede mevcut olarak düşünölmek ve ölçme öncesini belirleyen tasvirden dışarlanmak zorundadır (bkz. bölüm 5, (27), (31) ve (39), ve ilgili açıklamalar.

Ölçme sonrası için düşünölen kuvantum mekaniksel impuls da fiilî'dir. Heisenberg Belirsizlik bağıntısı nedeniyle, mekân, ölçme sonrasında da kuvvede mevcut olarak düşünölmek ve ölçme sonrasını belirleyen tasvirden dışarlanmak zorundadır.

Genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'ye göre, serbest taneciğın ölçme öncesindeki başlangıç hâli $|\Phi(p)\rangle$ (ya da, $|p\rangle$) ile tasvir edildiğinde, taneciğın impulsu p , impuls ölçmesi öncesinde de, sonrasında da fiilî'dir. Dolayısıyla, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle, mekân, ölçme öncesini ve sonrasını belirleyen tasvirlerden dışarlanmak ve kuvvede mevcut (potential) olarak düşünölmek zorundadır.

Mekân ve impuls, hiçbir ölçmenin yapılmamış olduğu bir başlangıç hâlinde (kuvantum mekaniğine göre) kuvvede mevcut olarak düşünölmek zorundadır. Oysa, genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'ye göre (yani, özel rölâtivite kuramının kuvantum mekaniği ile birlikte düşünölmesi durumunda), herhangi bir başlangıç hâli için, mekân, kuvvede mevcut'tur; ancak, yerel-olmayan klâsik impuls fiilî'dir. Mekân'ın kuvvede mevcut

olması durumunda, mekân koordinatındaki belirsizlik mutlak'tır (sonsuzdur); dolayısıyla, impuls'un ölçme öncesinde fiili olması Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı ile bir tutarsızlık ortaya çıkarmaz.

Mekân'ın fiiliyet (actuality, gerçeklik) kazanması, mekân koordinatının ölçülmesi (yani, taneciğin mekânın neresinde bulunduğunun belirlenmesi) hâlinde mümkündür. Ancak, mekân'a fiiliyet kazandıran gözlem (ölçme) öncesinde, mekân, kuvvede mevcut'tur (potential); oysa, genişletilmiş kuvantum mekaniği KM^E 'ye göre, yerel-olmayan klâsik impuls, impuls'a fiiliyet kazandıran ölçme öncesinde de fiili'dir. Dolayısıyla, KM^E 'de tanımlanan impuls $\mathcal{P}$ (bkz. bölüm 5, (8) ve (29)), herhangi bir başlangıç hâlinde fiili'dir ve, mekân, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle kuvvede mevcut olmak zorundadır.

Bu sonuçlar şöylece özetlenebilir:

- (a) Mekân (yer, mahâl), ancak mekân'a ait bir gözlemin (ölçmenin) yapılmış olması hâlinde fiiliyet (actuality, gerçeklik) kazanır. Mekân'a ait bir gözlemin yapılmamış olması hâlinde, mekân, kuvvede mevcut'tur (potential).
- (b) Mekân, mekân'a fiiliyet kazandıran herhangi bir gözlem (ölçme) öncesinde kuvvede mevcut'tur.
- (c) Yerel-olmayan klâsik impuls, impuls'a ya da mekân'a ait bir gözlem (ölçme) öncesinde fiili'dir ve, mekân, Heisenberg Belirsizlik Bağıntısı nedeniyle kuvvede mevcut olmak zorundadır.
- (d) Impuls, impuls'a fiiliyet kazandıran bir ölçme sonrasında da fiili'dir ve, mekân, kuvvede mevcut'tur.

(c) ve (d) 'den açıkça görüldüğü üzere, impuls'a ait bir ölçme öncesindeki ve sonrasındaki gerçek'i (actuality, fiiliyet) anlatan tasvirlerden mekân kategorik olarak dışarlanmak zorundadır. Bu tasvirler bakımından mekân ancak kuvvede mevcut (potential) olabilir. Böylece, mekân'ı dışarlamak zorunda bulunan bu tür tasvirlerde ölçme öncesi ve sonrası için impuls'un fiili (actual) mevcudiyeti gösterilmiş olmaktadır.

Bundan da, Giriş'in başlangıcında ortaya konan "Doğa'daki nesnelerin tasvirleri için mekân zorunlu mudur ? " sorusuna bağlı olarak şu sonuç çıkmaktadır:

Mekân, bazı dinamik tasvirlerden (ölçme öncesi ve sonrası için) dışarlanmak zorundadır; dolayısıyla, doğa'daki nesnelerin dinamik tasvirlerinde mekân'ın kullanılması zorunlu değildir.

Bu sonuca yolaçan düşünceler, Giriş'te belirtilmiş olduğu üzere, kuantum mekaniğinin temellerinde ortaya çıkmış bulunan felsefi problematik dikkate alınarak oluşturulmuştur.

Kuantum mekaniğinin verdiği tasvirlerin tam olmadığını ileri süren Einstein-Podolsky-Rosen makalesi, 3. bölümde incelenmiştir. Kuantik tasvirlerin tam olmadığının geçerli bir argümanla gösterilmesi, 5. bölümde önerilen genişletilmiş kuantum mekaniğinin düşünülmesini mümkün kılmıştır.

4. bölümde, Bell argümanı çözümlenerek Bell teoremi belirlenmiştir.

Bell teoremi'nin,Einstein-Podolsky-Rosen argümanının reddedilmesine yolaçmadığı ve genişletilmiş kuvantum mekaniğinin önerilmesini engellemediği gösterilmiştir.Dolayısıyla,"doğa'daki nesnelerin dinamik tasvirlerinde mekân'ın kullanılması zorunlu değildir" iddiası,kuvantum mekaniğinin felsefi problematiğinden bağımsız bir iddiadır.Yani,söz-konusu problematiği kullanarak bu iddiayı çürütmek mümkün görünmemektedir.

Bu incelemede ortaya çıkan sonuca göre,mekân'ın fiiliyet (actuality, gerçeklik) kazanması için nesnelerin mekân'a ait bir şekilde gözlemlenmiş olması şarttır.Ancak,mekân'a ait bu gözlem öncesinde fiili dinamik değişkenlerin (yani,impuls ve enerji'nin) mevcut olduğu 5. bölümde gösterilmiştir Dolayısıyla,bu incelemenin sonucunun,doğa'daki nesnelerin varolmasını bu nesnelerin gözlemlenmiş olmasına bağımlı kılan sübjektif idealist bir epistemoloji ve ontoloji anlayışına yolaçtığı ilk elde söylenemez.

Nesnelerin gözlemlenmemiş olması durumunda fiili bir mekân'dan söz edilemez.O zaman,böyle bir durum için,nesnelerin 'belirli dış sınır' ları da düşünülemez.Bir nesnenin 'dış sınır' ını bu nesnenin mekân'daki yeri belirler.Ancak,mekân'a ait bir gözlem öncesinde mekân'ın kuvvede mevcut (potential) olması nedeniyle,'dış sınır' da fiili olamaz.Dolayısıyla,nesnelerin 'dış sınır' ları,bu nesnelerin mekân'a bağımlı bir şekilde gözlemlenmeleri sonucu fiiliyet (actuality,gerçeklik) kazanır.Mekân'a bağımlı bir gözlem yapılmamış olması durumunda veya mekân'a

bağımlı bir gözlem öncesinde, nesnelerin 'fiili dış sınır' larını düşünemeyiz.

Nesnelerin mekân'daki 'çokluk' una (plurality), bu nesnelerin mekân'da farklı yerlerde bulunmaları yolaçar. Nesnelerin ,mekân'daki farklı yerlerinden dolayı ortaya çıkan 'farklı dış sınır' ları, nesnelerin mekân bakımından 'sayılabilmesini' mümkün kılar. Nesnelerin dış sınırlarının gözlem öncesinde fiili olmayışı nedeniyle, bu nesnelerin farklı yerler ve farklı dış sınırlar bakımından ortaya çıkan 'sayılabilirlik' (yani, sayısal çokluğu), gözlem öncesinde mekân bakımından fiili olamaz. Dolayısıyla, gözlem öncesi için, nesnelerin mekân bakımından sayısal çokluğu düşünülemez; ancak, bu nesneler arasında mekân'a bağımlı olmayan 'sayısal fark' lardan sözedilebilir (bkz. bölüm 5. resim 2). Bu nedenlerden dolayı, doğa'daki nesnelerin çok'çu (pluralist) bir ontolojisi mekân bakımından ortaya çıkan sayısal farklar üzerinde temellendirilemez.

Mekân, mekân'a ait gözlem öncesinde fiili (actual, gerçek) değildir. Mekân'a bağımlı 'değişme' lerin (change) de gözlem öncesinde fiili oldukları söylenemez. Mekân'a bağımlı düşünülen değişme, 'gerçek bir değişme' (actual change) olamaz.

Mekân'ın, gözlemden bağımsız bir gerçekliği (actuality, fiiliyet) düşünülemez. Yani, mekân, doğa'daki nesneler bakımından zorunlu, temel ve indirgenemez (irreducible) bir kategori değildir. Dolayısıyla, Parmenides'in doğrultusunda, mekân'da değişme olarak görünenlerin aslında 'gerçek değişme' olmadıkları söylenebilir. Mekân'da 'gerçek de-

ğişme' bulunamaz.

Ancak.bu incelemede ortaya çıkan sonuca göre.'değişme'.mekân'da meydana gelmek şeklinde bir şart ile sınırlandırılmaz.Mekân'ı kategorik olarak dışarlayan değişme'den sözedilebileceği 5 bölümde gösterilmiştir;yani,mekân'a ait olmayan bir 'energeia' hâli düşünülebilir.Dolayısıyla,Herakleitos'un doğrultusunda,doğa'daki nesnelerin.mekân'a ait olmayan bu 'energeia' hâlinde durup dinlenmeden değişmek zorunda bulundukları söylenebilir

Mekân ve mekân'a ait hareket,'gerçek değişme' bağlamında düşünülemez.Dolayısıyla,'gerçek değişme'.mekân'a ait olmayışı nedeniyle,Zeno'nun paradokslarına yolaçmaz

Son söz olarak,bu incelemede kuantum kuramının temellerinden hareket ederek ulaşılan sonuçların Herakleitos'un doğa anlayışına yakın düştüğü söylenebilir.

EK 1 YEREL-OLMAYAN İMPULS ÖLÇMELERİ

Serbest bir elektronun yerel-olmayan impuls ölçmelerinin mümkünlüğü kabul eden Heisenberg, bu konuda şu düşünceleri ileri sürüyor:

"d) Enerji ölçmeleri: Serbest bir elektronun enerjisinin ölçülmesi, hızının ölçülmesi ile özdeştir; böylece, mümkün yöntemlerin büyük bir kısmı zaten ele alınmış oluyor. Serbest elektronların enerjilerinin ölçülmesi için henüz tartışılmamış bir yöntem, elektronların, geciktirici bir alan'a (retarding field) karşı hareket etmelerini sağlamaktır. Eğer, elektron alanın içinden geçerse, alışılagelen, klâsik kuramın sonuçlarını kabul etmektir; öyle ki, elektronun enerjisi E , alandaki en yüksek enerjiyi gösteren V 'den kesinlikle büyüktür. Ve eğer elektron yansımışsa, enerjisi bu kritik değerden daha küçüktür. Böyle bir sonuç, kuvantum kuramına göre elbette yanlıştır; bu nedenle, söz konusu yöntemin kısa bir tartışması burada verilecektir. Eğer, potansiyel engelin genişliği elektronun de Broglie dalga boyu λ ile karşılaştırılabiliyorsa, belli bir sayıda elektron, enerjileri E klâsik kuramda gerekli olan kritik değerden daha az olduğu hâlde, potansiyel engelin içine işlerler. Bu sayı, engelin genişliği ve $(V - E)$ arttığında, eksponansiyel olarak azalır. Tersine, $E > V$ olduğunda, potansiyel, λ uzaklığında ayırt edilebilir ölçüde değişiyorsa, belli bir sayıda elektron yansı-

yacaktır.Bu şartlar (yapılabilir) herhangi bir deneyde gerçekleştirilemez ve,klâsik kuramın sonuçları,ayrıt edilebilir bir hata olmaksızın kullanılabilir Ancak,taslağı çizilmiş olan bu durumun matematiksel olarak ele alınması önemlidir ve bu nedenle,sözkonusu durum,potansiyel dağılımında ani bir süreksizlik olması hâli için açıklanacaktır. Tek bir elektronun Schrödinger denklemi kullanılacaktır;bu,maddenin dalgasal kuramı ile özdeş değildir,çünkü,maddenin dalgasal kuramı,dalga'nın kendi üzerine tepkimesini dikkate alır.Potansiyel dağılım şekil 10'da gösterilmiştir ' (Bkz. Heisenberg 1949,s.39-40).

Dolayısıyla,5. bölümde düşünülen yerel-olmayan kuvantum mekaniksel impulsun nasıl (teorik olarak) ölçülebileceği açıklık kazanmaktadır. Konuya ilişkin hesap sonuçlarını Heisenberg vermektedir (bkz. Heisenberg 1949,s.39-41).Benzer hesaplamalar,herhangi bir kuvantum mekaniği kitabından da elde edilebilir.

Böylece,5. bölümdeki impuls P 'nin,kuvantum mekaniğinin ilkeleri bakımından ölçülebilir bir nicelik (dinamik değişken) olduğu gösterilmiş bulunmaktadır.

5. bölümde, (14), (26) ve (29) ile tanımlanan $\hat{P}_{KM}$, $\hat{P}_K$ ve $\hat{P}$ operatörleri çarpmada yer değiştirirler:

$$\hat{P}_K \hat{P}_{KM} = \hat{P}_{KM} \hat{P}_K \quad \dots (2.1)$$

$$\hat{P}_K \hat{P} = \hat{P} \hat{P}_K \quad \dots (2.2)$$

$$\hat{P}_{KM} \hat{P} = \hat{P} \hat{P}_{KM} \quad \dots (2.3)$$

$$[\hat{P}_K, \hat{P}_{KM}] = [\hat{P}_K, \hat{P}] = [\hat{P}_{KM}, \hat{P}] = 0 \quad (2.4)$$

(2.4) 'deki yer değiştirme bağıntısı, $\hat{P}_K$ ve $\hat{P}$ operatörlerinin, kuvantum mekaniksel impuls operatörü $\hat{P}_{KM}$ 'nin yerel olmayışı ile uyum sağladıklarını gösteriyor. Dolayısıyla, $\hat{P}_{KM}$, $\hat{P}_K$ ve $\hat{P}$ 'nin aynı tasvirde birlikte kullanılmaları, Heisenberg Belirsizlik bağıntısı ile herhangi bir tutarsızlığa yol açar.

$$(a) \quad \langle \hat{P} \rangle_{\Phi(p)} = \langle \hat{P} \rangle_p = P_k \quad (\text{bkz. bölüm 5, (48) ve (49)})$$

5. bölümde, (29) ve (40) 'tan şunları buluruz:

$$\hat{P}|\Phi(p)\rangle = \left(\frac{1+i}{2\sqrt{2}}\right)(\hat{P}|p\rangle + \hat{P}|p'_1\rangle) + \left(\frac{1-i}{2\sqrt{2}}\right)(\hat{P}|p\rangle + \hat{P}|p'_2\rangle) \quad \dots(3.1)$$

$$\langle \Phi(p)| = \left(\frac{1-i}{2\sqrt{2}}\right)(\langle p| + \langle p'_1|) + \left(\frac{1+i}{2\sqrt{2}}\right)(\langle p| + \langle p'_2|) \quad \dots(3.2)$$

5. bölümde, (29) ve (35) 'ten şunu buluruz:

$$\hat{P}|p'_1\rangle = P_k|p'_1\rangle + (+\hbar k)|p\rangle, \hat{P}|p'_2\rangle = P_k|p'_2\rangle + (-\hbar k)|p\rangle \quad \dots(3.3)$$

(3.1)-(3.3) ve 5. bölümdeki (29), (35) ve (37) 'yi kullanarak şunu elde ederiz:

$$\langle \hat{P} \rangle_{\Phi(p)} = \langle \Phi(p)| \hat{P} |\Phi(p)\rangle = P_k + \left(\frac{1}{2}\right)(+\hbar k) + \left(\frac{1}{2}\right)(-\hbar k) = P_k \quad \dots(3.4)$$

5. bölümde, (35) ve (37) 'den şunu elde ederiz:

$$\langle \hat{P} \rangle = \langle p| \hat{P} |p\rangle = P_k \langle p|p\rangle + (+\hbar k) \langle p|p'_1\rangle = P_k \quad \dots(3.5)$$

(b) 5. bölümdeki (50) ve (51) 'in bulunması için, bkz. bölüm 5, (32).

$$(c) \quad \langle \hat{P}_k \rangle_{\Phi(p)} = \langle \hat{P}_k \rangle_p = P_k \quad (\text{bkz. bölüm 5, (52) ve (53)}).$$

5. bölümde, (26) ve (40) 'tan şunu buluruz:

$$\hat{P}_k |\Phi(p)\rangle = \left(\frac{1+i}{2\sqrt{2}}\right)(\hat{P}_k |p\rangle + \hat{P}_k |p'_1\rangle) + \left(\frac{1-i}{2\sqrt{2}}\right)(\hat{P}_k |p\rangle + \hat{P}_k |p'_2\rangle) \dots (3.6)$$

(3.2) ve (3.6) 'yı kullanarak şunu elde ederiz:

$$\langle \hat{P}_k \rangle_{\Phi(p)} = p_k \quad \dots (3.7)$$

$\langle \hat{P}_k \rangle_p$ ise doğrudan, 5. bölümdeki (28) 'ten bulunur.

$$(d) \quad \langle \hat{P}_k \rangle_{\phi_1} = \langle \hat{P}_k \rangle_{\phi_2} = p_k \quad (\text{bkz. bölüm 5, (54) ve (55)}).$$

5. bölümdeki (17) ve (26) 'yı kullanarak doğrudan elde edilir.

$$(e) \quad \langle \hat{P}_{KM} \rangle_{\Phi(p)} = \langle \hat{P}_{KM} \rangle_p = 0 \quad (\text{bkz. bölüm 5, (56) ve (57)}).$$

(14) ile (40) ve (14) ile (27) 'den doğrudan bulunur.

$$(f) \quad \langle \hat{P}_{KM} \rangle_{\phi_1} = +\hbar k \quad \text{ve} \quad \langle \hat{P}_{KM} \rangle_{\phi_2} = -\hbar k \quad (\text{bkz. bölüm 5, (58)}$$

ve (59)). (14) ile (31) 'den doğrudan bulunur.

EK 4 KANT'ın MEKAN ANLAYIŞI HAKKINDA KISA BİR NOT

Bu incelemede elde edilen sonucun,Kant'ın,"mekân,hassasiyetimizin (sensibility,duyumsallık) form'udur" (bkz. Kant 1965,s.74) tezi bakımından içerdiği düşüncelerin araştırılması başlıbaşına yeni bir çalışma konusudur.Ancak,sözkonusu sonucun elverdiği ölçüde şu iddia ileri sürülebilir:

Doğa'daki nesnelerin bilgisi için
mekân zorunlu değildir.

Bu bilgi,nesnelerin tasvirlerinden elde edilen bilgidir.Bazı tasvirlerden mekân'ın kategorik olarak dışarlanması nedeniyle,bu tasvirlerin verdiği bilgi mekân'a bağımlı değildir.

Kant'a göre,mekân tasavvuru algıdan önce (a priori olarak) zihin'de mevcuttur.Ancak,böyle bir görüş,mekân'ı dışarlayan bilginin mümkünlüğünün reddine yolaçmaz.Bilgiyi mekân'a bağımlı hassasiyet (sensibility,duyumsallık) ile sınırlandırmadığımız sürece,bu incelemede ortaya çıkan sonuç,Kant'ın mekân hakkındaki görüşleriyle bağdaştırılabilir görünmektedir.Yani,bu incelemede ortaya çıkan sonucun doğru olması hâlinde,Kant'ın mekân anlayışının reddedilmesine yolaçmadığı gösterilebilir.Ancak,doğa'daki nesnelerin bilgisini zorunlu olarak mekân'a bağımlı kılan (ve,mekân ile sınırlandıran) herhangi bir epistemoloji anlayışı,bu incelemede ortaya çıkan sonuca göre yetersiz veya yanlış olmak durumundadır.

EK 5 LEIBNİZ'in 'ÖZDEŞLERİN AYIRTEDİLEMEZLİĞİ' İLKESİ İLE
İLGİLİ BAZI DÜŞÜNCELER

Leibniz,cevher'ler (substance,töz) hakkında şu ilkeyi ortaya koymaktadır: "iki cevherin kesinlikle (exactly) benzer ve sayısal bakımdan (solo numero) farklı olabilmesi doğru değildir" (bkz. Leibniz 1931,s.14,IX).Aynı ilkeyi,Monadoloji'de şöyle dile getiriyor: "Tabii ki,her Monad'ın,başka her Monad'dan farklı olması gerekir.Çünkü, doğa'da,tamamiyle birbirine benzeyen ve aralarında içsel bir fark (internal difference),ya da en azından özünlülük (intrinsic) bir nitelik üzerinde temellendirilen bir fark bulunması mümkün olmayan iki varlık (being) asla bulunmaz." (bkz. Leibniz 1898,s.222,9).Benzer olarak,Clarke'a yazdığı bir mektupta şunu ileri sürüyor: "Birbirinden ayırdeedilemeyen iki birey (individual) gibi bir şey yoktur. ... Mikroskop ile gözlenen iki su veya süt damlası,birbirinden ayrılabilir olarak görünecektir.Bu,yanlışlığı,gerçek metafiziğin ilkeleriyle gösterilen boşluk (vacuum) gibi,atomlara karşı bir argümandır.Yeterli neden (sufficient reason) ve özdeşlerin ayırtedilemezliği (identity of indiscernibles) gibi büyük ilkeler,metafiziğin durumunu değiştirmektedirler." (bkz. The Leibniz-Clarke Correspondence 1956,s.36-37).

Özdeşlerin ayırtedilemezliği ilkesine,Mc Taggart,Leibniz'in eserlerindeki olumsuz (negative) ifadeye uygun olarak,farklıların benzeşmezliği (dissimilarity of the diverse) adını vermektedir.(bkz. Broad

1975,s.39).

Yukardaki alıntılardan hareket ederek,Leibniz'in bu ilkesini kısaca şöyle gösterebiliriz:

$$\sim \Delta_M (\exists x)(\exists y)((x \neq y) \cdot (F)(Fx \equiv Fy)) \quad \dots(L)$$

(L),şunu ifade etmektedir:

Sayısal bakımdan farklı olan ve niteliksel

olarak her bakımdan benzeşen iki şeyin (yani,

x ile y) bulunması,metafiziksel bakımdan

mümkün değildir.

(L),empirik içerikli bir ilkedir;Leibniz'in ontolojisinde metafiziksel bakımdan zorunlu bir ilke olarak kullanılmaktadır (bkz. Rescher 1967,s.47-49;Broad 1975,s.39-41).

Leibniz'e göre mekân,monad'ların bağıntı'ları sonucu ortaya çıkar. Bu nedenle,mekân bir nitelik değildir.Dolayısıyla,(L) 'de kullanılan ve nitelikleri gösteren 'F',mekân için kullanılamaz.Farklıların benzeşmezliği ilkesi'ne göre,mekân'da farklı yerlerde bulunmak,niteliksel bakımdan,sayısal farkın (yani,x≠y) gerekli bir şartı olarak düşünülemez.

Mekân'ın kategorik olarak düşünülemediği durumlarda doğa'daki şeylerin sayısal farklarından sözedilebileceği gibi bir iddia,Leibniz'in metafiziği ile tutarsız değildir.Dolayısıyla,bu incelemede ulaşılan sonuca göre,bazı tasvirlerden mekân'ın kategorik olarak dışlanması,

farklıların benzeşmezliği ilkesinin reddedilmesine veya yetersiz olduğunun ileri sürülmesine yolaçmaz.Bu incelemede ulaşılan sonuca göre,sayısal farklar mekân kategorisi ile sınırlandırılmaz;dolayısıyla,bazı durumlarda mekân bakımından sayısal fark düşünülememesi,farklıların benzeşmezliği ilkesinin reddini gerektirmez.Ayrıca,söz konusu ilkenin metafiziksel bakımdan zorunlu olması nedeniyle,sayısal bakımdan farklı ve niteliksel olarak her bakımdan benzeşen iki nesnenin düşünülmesinin metafiziksel mümkünlüğünden söz edemeyeceğimiz açık bir şekilde görünmektedir.

Özdeşlik'i (hüviyet,identity) mekân'a bağımlı kılmak şeklindeki yanlışların (dar anlamdaki) analitik felsefe bağlamında pek sık yapıldığını görüyoruz.Bu tür analitik felsefenin metafizik ve ontoloji bakımından kavramsal derinlikten yoksun olması nedeniyle ortaya çıkan bu gibi yanlışlara,bu tür felsefenin önde gelen düşünürlerinden Strawson'un şu temelsiz iddiasını örnek verebiliriz: "Maddesel bir şeyin hüviyet'i (identity) için gereklerden bir tanesi,bu şeyin varolmasının (existence),zamanda sürekli olması gibi,mekânda da sürekli olmasıdır." (bkz. Strawson 1959,s.37).

Bu incelemede ortaya çıkan sonuca göre,doğa'daki nesnelerin bazı tasvirlerinden mekân'ın kategorik olarak dışarlanması,Strawson'un bu iddiasının reddedilmesine yolaçar.

Analitik felsefedeki bu tür yanlışların derli-toplu bir değerlendirilmesi başlı başına bir araştırma konusudur.(Diğer bazı örnekler için bkz. Coburn 1971.s.51-52.)

KAYNAKLAR

- Bell, J.S.: "On the Einstein Podolsky Rosen Paradox", Physics, 1(1964)195
- ... : "Introduction to the Hidden Variable Question", (Foundations of Quantum Mechanics, ed. B.d'Espagnat, Academic Press, 1971)
- Bohm, D., Y. Aharonov: "Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky", Phys. Rev., 108(1957)1070
- Bohm, D.: Quantum Theory (Prentice Hall, 1959)
- Bohr, N. : "Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete ?", Phys. Rev., 48(1935)696
- ... : "Discussions with Einstein on Epistemological Problems in Atomic Physics", (Albert Einstein: Philosopher-Scientist, ed. P.A. Schilpp, Cambridge 1969)
- Brietenberger, E. : "On the So-called Paradox of Einstein, Podolsky, and Rosen", Il Nuo. Cim., XXXVIII, No. 1 (1965) 356
- Broad, C.D. : Leibniz-An Introduction (Cambridge, 1975)
- Clauser, J.F., A. Shimony : "Bell's theorem: Experimental tests and Implications", Rep. Prog. Phys., 41(1978)1881
- De Beauregard, O.C. (a): "Time Symmetry and the Einstein Paradox", Il Nuo. Cim., 42B(1977)41

- ... (b): "Experimental Evidence of the Einstein Paradox", *Lett.al Nuo.Cim.*, 19(1977)113
- Descartes, R. : A Discourse on Method (İngilizce'ye çeviren J.Veitch, Everyman's Library, 1975)
- d'Espagnat, B. : The Conceptual Foundations of Quantum Mechanics (Benjamin, 1971)
- ... : "Quantum Logic and Non-seperability", *The Physicist's Conception of Nature*, ed. J.Mehra; D.Reidel, 1973)
- Devellioğlu, F. : Osmanlıca-Türkçe Ansiklopedik Lügat (Doğu Ltd. Şkt. Matbaası, 1970)
- Dirac, P.A.M. : The Principles of Quantum Mechanics (Oxford, 1962)
- Einstein, A. : "Concerning An Heuristic Point of View Toward the Emission and Transformation of Light". *Annalen der Physik*, 17(1905) 132 (İngilizce'ye çeviren A.B.Arons, M.B.Peppard, *Amer.J.Phys.*, 33(1965)367
- Einstein, A., R.C.Tolman, B.Podolsky : "Knowledge of Past and Future in Quantum Mechanics", *Phys.Rev.*, 37s.2(1931)780
- Einstein, A., B.Podolsky, N.Rosen : "Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete ?", *Phys.Rev.*, 47(1935)777
- Einstein, A. : "Autobiographical Notes", (Albert Einstein: Philosopher-Scientist, ed.P.A. Schilpp, Cambridge, 1969)
- Erlichson, H. : "The Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", *Phil. Scien.*, 39(1972)83

- Feyerabend, P.K. : "On A Recent Critique of Complementarity: Part I",
Phil.Scien., 36(1968)309
- ... : "On A Recent Critique of Complementarity: Part II",
Phil.Scien., 36(1969)82
- Fine, A. : "Probability and Interpretation of Quantum Mechanics",
Brit.J.Phil.Scien., 24(1973)1
- ... : "On the Completeness of Quantum Theory", Synthese, 29(1974)257
- Fox, R. : "Investigations of Einstein, Podolsky, and Rosen for Ultrasmall
Space-Time Intervals", Phys.Rev.D, 6(1972)413
- Freund, P.G.O. : "Fermionic Hidden Variables and Einstein-Podolsky-
Rosen Correlations", Phys.Rev. D, 24(1981)1526
- Gardner, M.R. : "Quantum-Theoretical Realism: Popper and Einstein versus
Kochen and Specker", Brit.J.Phil.Scien., 23(1972)13
- Ghirardi, G.C., A.Rimini, T.Weber : "A Reformulation and A Possible
Modification of Quantum Mechanics and the EPR Paradox",
Il Nuo.Cim., 36B(1976)97
- Heisenberg, W. : The Physical Principles of Quantum Theory (Dover, 1949)
- Hooker, C.A. : "Sharp and the Refutation of the Einstein, Podolsky,
Rosen Paradox", Phil.Scien., 38(1971)224
- ... : "The Nature of Quantum Mechanical Reality", (Paradigms and
Paradoxes, ed. R.Colodny, Univ. of Pittsburgh Press, 1972)
- Jammer, M. : Concepts of Space (Harvard, 1969)
- Inglis, D.R. : "Completeness of Quantum Mechanics and Charge-Conjugation
Correlations of Theta Particles", Rev.Mod.Phys., 33(1961)1

- Kant, I. : Critique of Pure Reason (İngilizce'ye çeviren N.K.Smith, Macmillan, 1965)
- ... : Prolegomena to Any Future Metaphysics (İngilizce 1902 Carus çevirisini gözden geçirerek sunan L.W.Beck, Bobbs-Merrill, 1975)
- Kemble, E.C. : The Fundamental Principles of Quantum Mechanics (McGraw Hill, 1937)
- Koç, Y. : Doğa'nın Kuantum Mekaniksel Betimlemesi ve Ölçme Sorunu (İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları, Teorik Fizik Monografileri Dizisi, No.1, 1981)
- ... : "A Non-completeness Argument for Quantum Mechanics (Analysis of the EPR Paper)", Phys.Letts., 79A(1980)9
- ... (a): "A Critical Analysis of N.Bohr's Reply to the EPR Argument", Phys Letts., 81A(1981)436
- ... (b): "Reconstruction of the Past and Inadequacy of the Correspondence Principle in Quantum Theory", Phys.Letts., 83A(1981)151
- ... (c): "A Critical Analysis of N.Bohr's Reply to the EPR Argument Revisited", Phys.Letts., 86A(1981)217
- (d): "Retrodiction of the Transferred Momentum in Measurement and Non-local Determinism in Quantum Theory", Phys.Letts., 86A(1981)401
- (e): "Kuantum Mekaniği Felsefesine Kısa Bir Bakış (1)" Çağdaş Fizik, 12(1981)8
- (f): "Non-local Determinism and Momentum Confinement in Quantum Theory" (Yayınlanmamış makale)

... (a): "Some Remarks on the No-interaction Assumption in the Einstein-Podolsky-Rosen Argument (Phys.Letts. A'da yayımlanmak üzere kabûl edilmiş makale,1982)

... (b): "Kuvantum Mekaniği Felsefesine Kısa Bir Bakış (2)",
Çağdaş Fizik,13(1982)5

Kramers,H.A. : Quantum Mechanics (North Holland,1958)

Krips,H.P. : "Two Paradoxes in Quantum Mechanics",Phil.Sci.
36(1969)145

Kurşunoğlu,B. : Modern Quantum Theory (Freeman and Co.,1962)

Laertius,D. : The Lives and Opinions of Eminent Philosophers
(İngilizce'ye çeviren C.D.Younge,London,1853)

Leclerc,I. : Whitehead's Metaphysics (Allen and Unwin,1958)

Leibniz,G.W.V. : The Monadology (İngilizce'ye Çeviren R.Latta,
Clarendon Press,1898)

... : Discourse on Metaphysics (İngilizce'ye çeviren
G.R.Montgomery,Open Court,1931)

... : The Leibniz-Clarke Correspondence,(Manchester
Univ.Press,1956)

Mattuck,D. : "Non-locality in Bohm-Bub's Hidden Variable Theory and
the Einstein,Podolsky,Rosen Paradox",Phys.Letts,81A(1981)331

McGrath,J.H. : "A Formal Statement of the Einstein,Podolsky,Rosen
Argument",Int.j.Theo.Phys.,17(1978)557

Mermin,N.D. : "Quantum Mysteries for Anyone",J. of Phil.,(1981)397

- Mirman,R. : "The Einstein-Podolsky-Rosen Paradox",Il. Nuo.Cim.,
16B(1973)398
- Newton,I. : Principia (İngilizce'ye çeviren A.Motte,Univ. of California
Press,1962)
- Pauli,W. : General Principles of Quantum Mechanics (Springer-Verlag,
1980)
- Popper,K. : The Logic of Scientific Discovery (Harper and Row,1968)
- Popper,K.,J.P.Vigier,A.Garuccio : "Possible Direct Physical Detection
of de Broglie Waves",Phys.Letts.,86A(1981)398
- Reichenbach,H. : The Philosophy of Space and Time (Dover,1957)
- Reisler,D.L. : "The Epistemological Basis of Einstein's,Podolsky's,
Rosen's Objection to Quantum Theory",Amer.J.Phys.,39(1971)821
- Rescher,N. : The Philosophy of Leibniz (Prentice Hall,1967)
- Russell,B. : A Critical Exposition of the Philosophy of Leibniz
(Allen and Unwin,1971)
- Scheibe,E. : The Logical Analysis of Quantum Mechanics (Pergamon,1973)
- Sklar,L. : Space,Time,and Spacetime (Univ. of California Press,1977)
- Strawson,P.F. : Individuals (Methuen and Co.,1959)
- Thilly,F. : A History of Philosophy (Allen and Unwin,1953)
- van Fraassen,B. : "The Einstein-Podolsky-Rosen Paradox",Synthese,
29(1974)291
- von Neumann,J. : Mathematical Foundations of Quantum Mechanics
(Princeton Univ. Press,1955)

Whitehead,A.N. : An Enquiry Concerning the Principles of Natural
Knowledge (Cambridge,1925)

... : Process and Reality (Cambridge,1929)

... : Modes of Thought (Free Press,1968)

Wieder,S. : The Foundations of Quantum Theory (Academic Press,1973)

Wigner,E. : "The Subject of Our Discussions", (Foundations of Quantum
Mechanics,ed. B. d'Espagnat,Academic Press,1971)