ب. إيفانوف

الفيزياء المعاصرة

عرض لمبادئها الأساسية

ترجمة

د.رمسيس شحاتة

مراجعة

د. محمد مرسي أحمد

الكتاب: الفيزياء المعاصرة.. عرض لمبادئها الأساسية

الكاتب: ب. إيفانوف

ترجمة : د.رمسيس شحاتة

مراجعة: د. محمد مرسي أحمد

الطبعة: ٢٠٢٠

الناشر: وكالة الصحافة العربية (ناشرون)

٥ ش عبد المنعم سالم – الوحدة العربية – مدكور- الهرم – الجيزة

جمهورية مصر العربية

هاتف : ٣٥٨٢٥٢٩٣ _ ٣٥٨٦٧٥٧٦ _ ٣٥٨٦٧٥٧٥

فاكس : ٣٥٨٧٨٣٧٣

E-mail: news@apatop.comhttp://www.apatop.com

دار الكتب المصرية

فهرسة أثناء النشر

إيفانوف ، ب.

الفيزياء المعاصرة.. عرض لمبادئها الأساسية / ب. إيفانوف، ترجمة : د.رمسيس شحاتة، مراجعة: د. محمد مرسي أحمد

– الجيزة – وكالة الصحافة العربية.

١٨٩ ص، ١٨*٢١ سم.

الترقيم الدولى: ٦ – ٩٢ – ٦٧٧٤ –٩٧٧ –٩٧٨

أ – العنوان   رقم الإيداع : ٥٢٤٣ / ٢٠٢٠

الفيزياء المعاصرة
عرض لمبادئها الأساسية

وكالة الصحافة العربية
«ناشرون»

هذه ترجمة كتاب

CONTEMPRARY PHYSICS

BY

B. IVANOV

(PEACE PUBLISHERS)

مقدمة

إن السمة الظاهرة للقرن العشرين، هي التقدم العظيم في العلوم التجريبية بصفة عامة وعلوم الطبيعة أو الفيزياء بصفة خاصة. ولم يأت هذا التقدم بإضافة الشيء الكثير إلى المعرفة والكشف عن قوانين وعلاقات فيزيائية جديدة فحسب، بل تعداه إلى فلسفة ذلك العلم. ففي العقود الأولى لهذا القرن اكتشف نظرية النسبية وعلاقة المادة بالإشعاع، ونظرية الكم، واكتشف معها أن القوانين الكلاسيكية التي كانت مطبقة إنما هي قوانين صحيحة في حالة الأجسام المرئية والمسافات المتناهية في الصغر التي تفصل بين هذه الدقائق. فزاد الأمر صعوبة وأصبح العالم الفيزيائي لا يدري أي القوانين يستخدم عندما يصف ظاهرة من الظواهر الفيزيائية، حتى اختلط الأمر على الكثيرين، فعلماء الفيزياء الكلاسيكيون تمسكوا بإمكان تفسير تلك الظواهر بالقوانين الكلاسيكية مع تعديل تلك القوانين نوعاً ما، وعلماء الفيزياء الموجية والكم والنسبية تشبثوا بأن تلك القوانين التي كشفت عنها دراسة حركة الأجسام الكبيرة لا تصلح بحال ما عند التطبيق على الأجسام الدقيقة كالذرات وأجزائها، وما أكثر ما كشف عنه بالبحث من تلك الأجزاء، حتى بلغ عددها منذ فترة وجيزة العشرات أو ما يقرب من المائة بعد أن كان في نظر علماء القرن الماضي عبارة عن ثلاثة مكونات. ثم جاء هيزنبرج وقال بنظريته في عدم إمكان تحديد مكان السديم وسرعته بدقة كافية في وقت واحد، وكل دقة في تحديد مكان الجسيم وسرعته بدقة كافية في وقت واحد، وكل دقة في تحديد أحدهما تكون على حساب عدم دقة في تحديد الآخر، ذلك أن وسائل التحديد هذه تغير من مكان الجسيم أو سرعتهن فإذا أضفنا

هذا إلى ما تقول به النظرية الموجية للأجسام من إدخال الاحتمالات في حساب مكان الجسيم لتصورنا مقدار الارتباك الذي يشعر به العالم الفيزيائي عندما يريد أن يحدد مسيرات تلك الجسيمات وسرعاتها بتطبيق النظريات الميكانيكية الكلاسيكية التي وصل إليها نيوتن وزملاؤه وطبقت بنجاح على الأجسام الكبيرة أو الماكروئية كما تسمى الآن.

لقد تعرض كتاب "الفيزياء المعاصرة" لكل هذه المعاني وأخذ بيد القارئ من الفيزياء الكلاسيكية إلى الوضع الحاضر أو "الفيزياء المعاصرة" وبين كيف تطبق قوانين بقاء المادة وبقاء الطاقة في الفيزياء خاصة بعد أن أصبح معلوماً تحول المادة إلى الطاقة، وأن للطاقة كتلة يمكن حسابها من معادلة آينشتين إلى آخر ما تعرض له الكتاب من معان جديدة. ولما كان الكثير من المصطلحات في هذا المجال يدخل اللغة العربية لأول مرة فهي لذلك لم تستقر في الاستخدام، وقد أجزنا الكثير منها دون الإجماع عليها لعل تداولها يؤدي إلى إقرارها أو تعديلها إلى الأحسن وهي محاولة مشكورة من المترجم عسى ألا تكون أمثال تلك المصطلحات عقبة كئوداً في نقل العلوم إلى قراء العربية. والله نسأل أن يكون هذا الكتاب فاتحة جريئة لنقل أحدث ما وصلت إليه العلوم من معرفة وآراء حتى يتابع قراء العربية التقدم العلمي ويساهموا فيه بآرائهم.

والله ولي التوفيق.

د. محمد مرسي أحمد

مقدمة المترجم

كتاب الفيزياء المعاصرة إيفانوف الذي يسعدني أن أقدم اليوم ترجمته إلى قراء العربية كتاب عجيب الشأن حقاً. لقد كان شعوري عندما قرأت عنوانه وتأملت عدد صفحاته مزيجاً من الدهشة والاستهانة إذ لم يسعني إلا أن أتساءل فوراً كيف يتسنى أن نطلق على كتاب لا تزيد صفحاته على المائة إلا قليلاً اسماً رناناً يوحي على الفور بالضخامة والتشعب والعمق كاسم "الفيزياء المعاصرة"، ولقد كان من حسن الطالع حقاً أني حصلت عليه رغم ذلك. وأقول ن حسن الطالع لأنه لم يحدث أن دفعني أمر إلى الندم على البادرة الأولى مثلما دفعني هذا الكتاب. ولم يضع هذا الندم هباء! لقد كان حافزاً لي على ترجمته والعمل على أن يصل إلى أيدي أكبر عدد ممكن من القراء وذلك لشدة إعجابي به.

وأشد ما أعجبني في كتاب "الفيزياء المعاصرة" نجاحه الفائق في أن يطوف بالقارئ في يسر وأناة وبأقصى متعة وفائدة بجميع أرجاء حديقة "الفيزياء المعاصرة" وارفة الظلال فسيحة الأرجاء.

ولقد تقصيت السر في هذا النجاح الباهر، ومبعثه في ظني أمران: الأمانة والقدوة الحسنة. وأمانة الفكر خلة حميدة، إنها أكبر عون على الاتساق المنطقي وهي التي تحفزنا على مواجهة المشاكل مواجهة مباشرة وتجعلنا نسعى إلى الإحاطة بالموضوع من كل نواحيه بمنطق متسق سليم صلب. وهذا هو الأسلوب العلمي الصحيح وهو الضمان الوحيد من الانزلاق

إلى الأوهام السفسطائية الزائفة وأشبه المعاني التي يلفها الغموض وتكتنفها الظلال.

وهذه الطريقة المباشرة التي تقتضيها أمانة الفكر في تحليل المبادئ العامة لا تقينا خطر التيه أو الضياع في دروب السفسطة فحسب بل إن لها فوق ذلك ثمرة يانعة شهية هي الوضوح الكامل وضوح الصورة ووضوح الرؤية.

وتقدم كل صفحة من صفحات هذا الكتاب مثالا رائعاً وشاهداً قوياً على سلامة المنطق ووضع الصورة، وهاتان هما ميزتا المعلم الموهوب لا تتاحان إلا النوابغ الأفذاذ. ولذلك يطالعنا وضوح المضمون التصوري للمواضيع التي تناولها الكتاب في جميع صفحاته يسانده تعبير رائع مستقيم غاية في الوضوح والطلاوة. وليس ذلك مستغرباً، لقد أحسن المؤلف اختيار القدوة التي اقتدى بها ونجح نجاحاً مرموقاً في ترسم خطى أستاذين من أكبر أساتذة الفيزياء في زمانها هما: الأكاديمي الروسي لانداو، وزميله العالم الروسي ليفشتز، كما وفق أحسن توفيق في اختيار أفضل مرجع معروف في هذا العلم وهو كتاب "منهج في الفيزياء النظرية" الذي يعد الآن من أوفى المراجع العالمية في موضوعه.

لقد كان المؤلف شديد التأثر بهذا المرجع إلى الحد الذي جعل كتاب "الفيزياء المعاصرة" كالصورة في المرآة من ذلك المرجع الذي يزخر بالحقائق العلمية وينبض بالحياة التي تنبعث من فكر سامق أصيل ومنطق قوي سليم ووضوح في الرؤية وهي أمور لا تتيسر إلا للعباقرة الملهمين.

ولست أبالغ عندما أهيب بكل المهتمين بالفيزياء حتى المتخصصين منهم الذي يدرسون كتاب لاندوا، وليفشتز ذا التسعة مجلدات أن يقرءوا أيضاً كتاب الفيزياء المعاصرة مقرراً أنهم سوف يستفيدون من قراءته فائدة محققة.

لقد بلغت الفيزياء في أيامنا حداً من التقدم والتعمق والتشعب يحسن معه أن نتريث قليلا لنلتقط أنفاسنا ولنلقي نظرة شاملة إلى الوراء على المضمون التصوري لكل ما حققته الفيزياء من تقدم. إن هذه المراجعة أمر ضروري بل هي الشرط الأساسي والضريبة الواجبة لأي تقدم مقبل. إن وضوح الرؤية والتحقق من مواقع أقدامنا لا يغنينا عنهما أي أمر آخر حتى ولو كانت الرياضيات العالية هي السند الذي نستند إليه أو المطية التي نركبها؛ فالرياضيات ليست غاية في حد ذاتها، إنها لا تعدو أن تكون وسيلة، وكون الكون كتاباً قد كتبت جميع صفحاته بلغة الرياضة لا يستبعد ضرورة مراجعة المبادئ والقواعد التي لا تمت إلى الحقيقة الواقعة بصلة. وسبيلنا إلى ذلك هو كما سبق أن أشرنا وضوح المضمون التصوري للمبادئ والنظريات الفيزيائية الكبرى.

وكتاب "الفيزياء المعاصرة" قدم هذا المضمون التصوري في إطار رائع كنسيج لحمته الأمانة وسداته الوضوح وهو ما يقدمه ناضجاً مستساغا شهياً يسيل له لعاب الظامئين إلى المعرفة.

د. رمسيس شحاتة

مقدمة المؤلف

يشهد زماننا تقدماً لم يسبق له مثيل في العلوم الطبيعية، وأعظم ما يظهر هذا التقدم في الفيزياء علم الطبيعة الأساسي الذي يضم أكثر مجالات المعرفة الإنسانية طموحاً. لقد بلغت الفيزياء إبان النصف الثاني من القرن العشرين حد دراسة معقولة شاملة للطبيعة. ووسائل الفيزياء تغزوا غزواً مطرداً كل العلوم الطبيعية وهي بذلك تغير وجه تلك العلوم وتفتح أمامها مسالك جديدة للتقدم.

والفيزياء تتناول بالبحث أبسط تراكيب العالم وهي في ذات الوقت أهمها من الناحية الأساسية، وتدرس أبسط وأعمق الصلات في الانسجام الكوني. وهذا يجعل المدركات الفيزيائية غاية في التجرد عسيرة في التصور. وليست دراسة الطبيعة أمراً هيناً ليناً على الإنسان إذ تعترض سبيله مشكلة عويصة. إنه نظراً لعلاقته المتبادلة مع الطبيعة مضطر أن يتدرج في أبحاثه من الخاص إلى العام. ومن هذا ينبع الكثير من متاعبه في سبيل معرفة العالم. لأن الحصول على تصور معمم غالباً ما يستوجب إعادة تقييم لأفكار موطدة الأركان تبدو واضحة بذاتها.

والتصورات الفيزيائية كمية من حيث طبيعتها وهو على ذلك وثيقة الارتباط بالصيغة الرياضية. ولكن الرياضة أداة بارعة تتلاءم مع كل الأفكار المجردة من كل نوع وإمكانياتها في هذه الناحية لا تحدها نظريًّا حدود. والجهاز الرياضي للفيزياء يجعل الباحث قادراً على أن يدلف

بحرية إلى مجالات لا حول للخيال وحده فيها ولا سلطان. وتضم الفيزياء المعاصرة مجموعة جميلة حسنة التوازن من المبادئ والتصورات يسمح لنا عمقها وانتظامها ببحث كل من "البناءات الأولية للعالم" والعالم ككل بحثاً مستفيضاً.

والفيزياء هي المورد الذي يَسْتَقي منه الكثير من الصناعات الجديدة والمستقبلة. ولقد كان لها دفع هائل في تقدم علوم طبيعية أخرى كما قدمت لنا مجالات علمية جديدة عجيبة. وفوق ذلك فإننا نجد أن بحث مجموعات الأفكار الفيزيائية ذاتها مصدر متعة عقلية وجمالية رائعة.

إن الوسائل الرياضية تلعب كما ذكرنا من قبل دوراً ضخماً في الأبحاث الفيزيائية، ولكن الرياضة تظل على حد تعبير بول ديراك مجرد أداة. فالأفكار الفيزيائية هي التي تحدد تقدم الفيزياء. ونحن كقاعدة نهتدي إلى الأفكار الفيزيائية الصائبة (وغالباً ما تكون موغلة في الرياضة من حيث طبيعتها) في تحليل المكتشفات التجريبية. وعلم الفيزياء في مجموعة يرتكز على مجموعة معقولة من الأفكار الفيزيائية، وفهم هذه الأفكار أساسي لأي فهم على الإطلاق.

وحجم المدلولات الفيزيائية التي يمكن الحصول عليها غير محدود نظرياً، ولقد كان التغير الذي حدث في بنائها المنطقي الداخلي تقدماً يدعو إلى العجب فلقد أدى هذا التغيير إلى تبسيط وتقديم طريقة

منتظمة لمعالجة الظواهر الفيزيائية من خواص الجسيمات الأولية إلى بناء الكون.

ويعرف فيزيائيو الاتحاد السوفييتي وفيزيائيو البلاد الأخرى المرجع ذا الأجزاء التسعة الذي ألفه الأكاديمي ل. د. لانداو والأستاذ ي. م ليفشتز "**منهج في الفيزياء النظرية**" والكتاب الراهن محاولة لتلخيص مبسط لذلك المرجع الأساسي. ولقد نهجت في إعداد هذا الكتاب منهجاً وصفياً في معالجة الموضوع وتبعاً لذلك كان لا بد من إدخال بعض نقاط جديدة في المناقشة.

ولقد ضمنت الكتاب رغم صغر حجمه عدة مقتطفات من "المنهج" بدت لي حية التعبير جامعة بوجه خاص (ويشير هذا على الأخص إلى الفصول عن الميكانيكا النسبية والفيزياء الإحصائية) ولما لم تكن هذه الاقتباسات حرفية فقد أغفلت ذكر الإشارات التي تحدد الجزء والصفحة من الكتاب الأصلي.

تمهيد

تحدث كل العمليات الفيزيائية في المكان والزمان، وكل قانون فيزيائي في كل مجال فيزيائي يضم صراحة أو تضميناً علاقات زمن–مكانية مثل الطول (المسافة) وفترة الزمن (المدة). ونحن نعرف عن طريق التجربة أن الزمان والمكان لهما خواص تماثل معينة تضع قيوداً على العمليات الفيزيائية، ومن بين هذه الخواص نجد تجانس المكان والزمان، وبسبب تجانس الزمان تكون ظاهرة فيزيائية ما دائماً واحدة إذا ظلت ظروفها واحدة أينما تشاهد.

لقد مر ألفان من السنين منذ أن اكتشف أرشميدس قوانين الطفو، ومع ذلك مازلنا نستطيع اليوم الوصول إليها ما دامت ظروف المشاهدة واحدة. والتكافؤ الفيزيائي للحظات المختلفة من الزمن– تجانس الزمن – يفرض قيوداً معينة على الظواهر الفيزيائية ونحن نجد تعبيراً عن هذه القيود في قانون بقاء الطاقة.

وبسبب تجانس المكان تكون ظاهرة فيزيائية ما دائماً واحد، إذا ظلت ظروفها واحدة أينما تشاهد. إن التجربة الفيزيائية الواحدة سواء أجريت في موسكو أو القاهرة تؤدي إلى نفس النتائج، فالتكافؤ الفيزيائي للنقط المختلفة من المكان – تجانس المكان – يفرض قيوداً معينة على الظواهر الفيزيائية ونحن نجد تعبيراً عن هذه القيود في قانون بقاء العزم (الخطي).

ولو لم تكن هذه الخواص التماثلية التي تبدو واضحة للعيان قائمة لما كان هناك أدنى فائدة من القيام بأي بحث علمي أو محاولة معرفة العالم. تخيل ماذا كان يحدث لو لم يكن تجانس المكان قائماً. سوف تنطبق مجموعة من القوانين الفيزيائية في القاهرة ومجموعة أخرى في بغداد وأخرى مختلفة في صنعاء! وسوف يجعل عدم تجانس الزمن من المستحيل على الناس أن يزيدوا معارفهم فإن مبدأ الطفو الذي اكتشف بالأمس لن يكون صحيحاً إذ سوف يتعين إجراء مجموعة جديدة من التجارب وإعادتها مرة أخرى غداً.

وعلى قدر اعتماد قوانين بقاء الطاقة والعزم على ذات خواص التماثل العامة للمكان والزمن تكون هذه القوانين شاملة: إنها صحيحة بالنسبة إلى فيزياء الجسيمات الأولية بقدر ما هي صحيحة بالنسبة إلى الفضاء الخارجي وبالنسبة إلى الفيزياء النووية كما هي بالنسبة إلى فيزياء الحالات الجامدة. ونحن فعلا نجد هذه القوانين ضمن عديد القوانين العامة جداً التي تكون حجر الأساس في الفيزياء المعاصرة.

ويستحيل أن نبحث الظواهر الفيزيائية دون استخدام مجموعة إسناد: تلك العلامات المميزة التي نجْرِي بالنسبة إليها مشاهداتنا. تخيل طريقاً يعبر سهلا شديد الاستواء وعلى وتيرة واحدة. إن سيارة مسافرة على هذا الطريق تبدو من بعيد واقفة لا تتحرك. ولكن المرء عند ما يجد علامة على الطريق – عمود من أعمدة التلغراف أو شجرة (وغالباً ما يحدث ذلك لا شعورياً) – ويستمر في مراقبة السيارة فترة من الزمن

يكتشف تغييراً في المواقع المشتركة للسيارة وعلامات الطريق. وتتصور مجموعة الإسناد (مجموعة الإحداثيات) تصور أساسي في الفيزياء.

والباحث الذي يجري أبحاثاً فيزيائية حر في اختبار أية مجموعة إسناد تحلو له، ومن الطبيعي أن نفترض أن القوانين التي تحكم ظاهرة ما لا تعتمد على اختيار مجموعة الإسناد. ومع ذلك فإن التجارب لا تؤيد هذا إلا بالنسبة إلى فريق خاص جداً من مجموعات الإسناد تلك التي تتحرك بسعة منتظمة بالنسبة إلى بعضها البعض، إن هذا هو ما يعرف بمبدأ النسبية.

إن وصفاً زمكانيًا للظواهر في حدود الطول وفترة الزمن مستطاع فقط عندما نختار مجموعة إسناد لنا. وتدلنا حقائق الحياة إذ ندرس الظواهر أن الأطوال وفترات الزمن لا تتغير عندما ننتقل من مجموعة إسناد إلى أخرى. إن الملاح الذي يعين خط طيرانه المقبل على خريطة يستخدم ساعة ومسطرة وهو يستمر على استخدامهما أثناء الطيران بكل ثقة دون أن يخشى أن يكون طول المسطرة أو معدل الساعة قد تغير وله الحق في ذلك. ولقد كان فرض وجود سرعة حدية لانتشار أي شيء في الطبيعة مساوية لسرعة الضوء في الفراغ من أكبر ما أسهمت به فيزياء القرن العشرين.

إن التجربة تشير إلى أنه طالما ظلت سرعات الأجسام التي نختبرها صغيرة بالنسبة إلى السرعة الحدية لا تتغير الأطوال ولا فترات

الزمن عندما ننتقل من مجموعة إسناد إلى أخرى. إن العلم الذي يعالج حركة الأجسام في هذه الظروف يسمى الميكانيكا الكلاسيكية.

إن سرعات الأجسام على الأرض وفي المجموعة الشمسية (ومن ضمنها الأقمار الصناعية) صغيرة لا تقارن بالسرعة الحدية وتحكم حركاتها قوانين الميكانيكا الكلاسيكية بدرجة كبيرة من الدقة.

وعندما تكون السرعات مما يمكن مقارنتها بالسرعة الحدية تتغير خواص الحركة وتبدأ الأطوال وفترات الزمن في الاعتماد على السرعة. وتسمى الميكانيكا التي تقوم على هذه التصورات الميكانيكا النسبية. والميكانيكا النسبية طبعاً أعم وهي تتحول إلى ميكانيكا كلاسيكية في الحالة الخاصة التي تكون فيها السرعات صغيرة. إن نظرية النسبية لا تنبذ الميكانيكا الكلاسيكية، ولكنها تدخل عليها التعديلات اللازمة للسرعات العالية. وتقابلنا في دراسة الجسيمات الذرية السريعة سرعات يمكن مقارنتها بسرعة الضوء، وتوضح لنا التجارب أن حركتها تخضع فعلاً لقوانين الميكانيكا النسبية.

وتشمل الكيانات الفيزيائية في العالم الحقيقي أجساماً ومجالات، ولا يمكن وصف مجال ما وصفاً متماسكاً إلا في حدود تصورات نسبية. وعلى خلاف الأجسام لا يمكن عموماً استخدام المجالات كمجموعة إسناد. وفي الواقع يجابه الإنسان لأول مرة منذ أن بدأ يبحث الطبيعة ككيان فيزيائي لا يؤثر بصورة مباشرة على أي من حواسه.

إن خواص المجالات تدرس من سلوك الأجسام فيها. فيقال إن مجالين متطابقان فيزيائياً إذا كان أثرهما على نفس الجسم واحداً. وهكذا استطاع الإنسان أن يدرك خواص الكيانات غير الملموسة التي لا توازن ألا توزن ألا وهي المجالات بواسطة دراسة سلوك الكيانات (المحسوسة) ذات الوزن – الأجسام – فأي مثل أروع من هذا على قدرة الإنسان المذهلة على الإدراك...؟

ونحن نعالج في الظروف العادية نوعين من المجالات:

الكهرامغناطيسي والجاذبي. وخواص المجال الكهرامغناطيسي مألوفة إن قليلا أو كثيرا لأولئك الذين حصلوا على منهج الدراسة الثانوية في الفيزياء. أما خواص (المجال الجاذبي) فإنها مع ذلك أقل ذيوعاً.

وينبغي أن نلاحظ أولاً أن المجالات الجاذبية مهمة على الصعيد الكوني فقط فنسبة شدة التأثيرات الجاذبية بين الجسيمات الأولية وتأثيراتها الكهرامغناطيسية تبلغ حدود ١٠–٤٠.

وللمجالات الجاذبية مكان فريد في الطبيعة لسببين:

أولا: كل الأشياء تُولِّد مجالا جاذبيًا، الجسيمات والأجسام والمجالات بل حتى المجالات الجاذبية نفسها. ثانياً: تبدو المجالات الجاذبية كما لو كانت تشكل وتحدد البناء الهندسي للزمن والمكان.

وخواص المجالات الجاذبية إذا نظرنا إليها من زاوية الصعيد الواسع للكون المشاهد يبدو أنها تشير إلى أن البناء المكاني للكون يتغير مع

الزمن في اتجاه الامتداد. ولقد شوهدت فعلا الظاهرة الرائعة التي تدل على أن الكون يزداد اتساعاً.

إن مجال البحث الفيزيائي يمتد من المناطق التي لا حدود لها للكون المترامي الأطراف (الميكروكَوْن) إلى الفضاءات الدقيقة للميكروكَوْن. وعندما تتضمن الظواهر المشاهدة كتلا صغيرة جداً (الجسيمات) وتشغل عند حدوثها حيزاً ضئيلا من المكان بأبعاد لا تتعدى ١٠-٨ سم فإنها تكون عندئذ ظواهر ذرية.

ولقد استغل الإنسان مرة أخرى قدرته العقلية في بحث الظواهر الذرية؛ فالعالم الذري عالم غير منظور ولا مسموع ولا ملموس أو محسوس بالنسبة إلى حواسنا، والأبعاد الذرية ضئيلة إلى الحد الذي يتحدى التخيل ومع ذلك كوَّن الإنسان صورة للذرة وسبر أغوار قوانينها فكيف تسنى له ذلك؟

إن العلم الفيزيائي لا يعالج إلا الأشياء التي يمكن مشاهدتها بطريقة مباشرة أو غير مباشرة، وكل مشاهدة لشيء فيزيائي تفترض مقدماً تأثيراً متبادلا مع بيئته. والكيان الفيزيائي لا تتضح خواصه إلا في التفاعلات مع شيء خارجي بالنسبة له. ولكي نحصل على وصف معقول لمثل هذا الكيان لا بد من وضعه في ظروف مختلفة، وكثيراً ما يعرض جسم ما – خصوصاً فيما يتعلق بالظواهر الذرية خواصَّ متعارضة في الظاهر تتنافى فيما بينها. وفي الواقع تكاد تكون في الظواهر الذرية هذه الاتفاقات أو الاتحادات المحيرة في ظاهرها هي القاعدة لا الاستثناء.

ويمكن توضيح ذلك بالمثال التالي: إن الغريب دائماً نوع من (الشيء بذاته) وهو كيان غير معروف إلى أن يتصل به أحد. إننا لكي نستطيع معرفة رجل من حيث استعداده ومميزاته أو مواهبه الأخرى ينبغي علينا أن نلاحظه ونراقبه في ظروف ومواقف متباينة. وغالباً ما نجد أن سلوك (خواص) شخص ما (جسم) في ظروف متنوعة تختلف وتتباين إلى الحد الذي يصعب معه أن نصدق أنه نفس الشخص. ولقد كان هذا هو تقريباً ما حدث عند ما بُحِثَت خواص الذرة.

إن مشاهدة جسم ميكروسكوبي هي تأثير متبادل ينطوي حتماً على اضطراب أو إزعاج للمجموعة موضوع المشاهدة. فإذا كان الاضطراب صغيراً ويمكن التغاضي عنه يقال عن الظاهرة المشاهدة إنها ظاهرة ماكروئية في طبيعتها. أما إذا كان – من الناحية الأخرى– يستحيل أن نهمل حدًا من الاضطراب – مرتبطاً بوجود كم من الفعل، فإننا نقول إن الظاهرة تتعلق بالمجال الميكروئي.

لقد كان اكتشاف وجود (أقل اضطراب عام) يستحيل تحاشيه مهما دققنا في إجراء المشاهدات انتصاراً هائلا للعقل البشري. إن مجموعة دون ميكروئية (وتعرف أيضاً بالشيء الكماتي) لا يمكن مشاهدتها دون أن تتناولها أو تنتابها اضطرابات يمكن تقديرها. وإحدى نتائج هذا الأمر هي أن الأشياء الكماتية مثل الذرات والجزيئات تحكمها علاقات اللا تحديد.

عندما تقاس كمية معينة في الميكانيكا الكلاسيكية تميز أشياء متشابهة في ظروف متطابقة تكون النتائج دائماً – وهذا طبيعي جدًا – واحدة. وعندما تقاس الأشياء الكماتية من نفس النوع في نفس الظروف (تتلاءم مع طبيعتها الفيزيائية تحت الميكروئية) تكون النتائج نوعية ولكنها مختلفة. وقانون الطبيعة في مثل هذه الحالات هو أننا نحصل دائماً على النتائج المختلفة بنفس النسبة إلى العدد الكلي للقياسات.

إن الظواهر الكماتية تبهظ – تجهد – الخيال أكثر كثيراً مما تفعل العمليات الكلاسيكية. وتبعاً لظروف المشاهدة قد تسلك المجموعات الكماتية إما كأمواج أو كجسيمات كلاسيكية. ويتميز جسم يتحرك – في الميكانيكا الكلاسيكية بموقع معين في الفضاء وسرعة في أي وقت معلوم. أما مع الأشياء الكماتية فإن ما يمكن تحديده في لحظة معلومة هو إما الموقع أو السرعة وليس كلاهما معاً أي في نفس الوقت. وأدعوك أيها القارئ العزيز أن تحاول أن تتمثل مثل هذا الموقف!.

والمناطق الصغيرة جداً من الفضاء التي درست حتى الآن تعرض كل الخواص التماثلية الأساسية للمكان والزمن وعلى الأخص التجانس. ومن هنا كانت قوانين بقاء الطاقة والعزم صحيحة بالنسبة إلى المجموعات الكماتية.

إن التجانس واحدة من أهم الخواص التماثلية للمكان، ولكنها ليست الخاصية الوحيدة. فالمكان له تماثل بين اليمين واليسار. إن صورة المكان في المرآة مكافئة كلية للأصل. وترتبط كما رأينا قوانين

بقاء معينة مع خواص التماثل للزمن والمكان. ولا يدخل تماثل المرايا في الفيزياء غير الكماتية قوانين بقاء جديدة ولكن الأمر غير ذلك في الفيزياء الكماتية إذ يصبح قانون بقاء (حالة التساوي) المشابهة نافذاً. إن المشابهة تصور يميز حالة الأشياء الكماتية.

وتدلنا تجربتنا اليومية على أن الزمن يمضي في اتجاه واحد فقط؛ فمن المستحيل أن نسترجع شبابنا ومع ذلك كانت أمور كهذه مقبولة في الفيزياء غير الكماتية والنظرية الكماتية وحدها هي التي تقدم تفسيراً سليماً لتباين خواص الزمن الذي يرجع إليه كون مضيء الزمن في اتجاه وعكسه أمرين ليسا متكافئين.

وفي الحيزات الصغيرة جداً من الفضاء تخضع المجالات كالجسيمات لقوانين الكم. والمجال المكمت ككل المجالات الأخرى كيان منسب[1] حقيقي ويكوِّن المجال والجسيم التصورين الأساسيين في الفيزياء. إن تخليق الأفكار النسبية مع الأفكار الكماتية قد أنتج اتحاداً بينهما أسهم في الاكتشاف العظيم لما يسمى أضداد الجسيمات التي تنبأ بها العلماء نظرياً أول الأمر، ثم أيدت التجارب فيما بعد وجودها.

ومن أعجب خواص أزواج الجسيم، ضد الجسيم قدرتها على التوالد والتلاشي. فمثل هذا الزوج وله كتلة قادرة على التحول إلى جسيمات ليس لها كتلة والعكس فقد تُولِّد الجسيمات التي ليس لها كتلة

(1) نسبة إلى نظرية النسبية. (المترجم)

أزواجاً من جسيمات، ضد جسيمات لها كتلة. والفيزياء المعاصرة تفسر بجمال ظواهر كماتية تتم في حيزات فضاء لا تتعدى أبعادها $١٠^{-٨}$ — $١٠^{-١٣}$ سم أما في حيزات من الفضاء أصغر من هذا يشعر الفيزيائيون بثقة أقل في تعريفاتهم. إن بحث الظواهر التي تتميز بها مثل هذه الحيزات لم يبدأ فعلا إلا وشيكاً. وهذا البحث يكوِّن مادة "فيزياء الجسيمات الأولية".

وعلى الرغم من صعوبات إجراء التجارب وتكليفها الباهظة فقد تجمعت كميات من المدلولات التجريبية في هذا المجال. ولقد أنجز العلماء تصنيفاً بديعاً يبشر بالآمال العراض للجسيمات الأولية المعروفة، جعل التنبؤ نظريا بالجسيمات مستطاعاً. وقد اكتشف الآن كثير من تلك الجسيمات التي تنبأنا بها ونحن نعرف اليوم حوالي ثلاثين جسيماً.

كما تم تصنيف بديع لتفاعلات الجسيمات الأولية، واكتشفت خواص تماثل داخلية عجيبة، وأنماط جديدة من قوانين البقاء مرتبطة معها. وقد وجد أن بعض أنماط التفاعلات المتبادلة تخرق بعض قوانين البقاء المعروفة، وهكذا لا تحتَرم المشابهة في التفاعلات التي تسمى تفاعلات ضعيفة.

ولقد قام البرهان مراراً وتكراراً على قدرة العقل البشري الخارقة على التفكير التأملي كما أن المهارة التكنولوجية للعلماء المعاصرين الذين يقومون بالتجارب جارفة لا تقف أمامها صعاب. خذ مثلا: إن النيتريتو وهو واحد من أعجب الجسيمات الأولية قد تنبأ الفيزيائيون بوجوده منذ

ثلاثين عاماً. وهو لا كتلة له وينتقل بسرعة الضوء ولا يتفاعل عمليًّا مع المادة، إنه قد ينتقل عبر كرة من الحديد أكبر من مدار الأرض حول الشمس بملايين المرات ولا يعاني إلا تفاعلا واحداً.

إن النيترونات تنتقل بحرية مطلقة خلال الأرض والمجموعة الشمسية بل ومجرات بأسرها، ولقد بدأ في وقت ما أنه ما من طريقة أبداً لاعتراض سبيلها والإمساك بها ومع ذلك فقد تم هذا. إن نجاح التجربة الفيزيائية في الكشف عن النيتريتو يقف شاهداً على انتصار آخر رائع للعقل البشري. ومازال هناك خلف الأستار كثير من الأسرار، ومن الآن هناك ما يوحي ببعض روابط عجيبة بين فيزياء الجسيمات الأولية وفيزياء الفضاء الخارجي.

وبعض الجسيمات الأولية التي تسمى نيكلونات قادرة على تكوين مجموعات مستقرة: النوى الذرية. وليس هناك كثير من أنماط النوى في الطبيعة. وتبلغ أبعاد الحيز المكاني للنواة الذرية ∞ $١٠^{-١٣}$ سم. وتشكل النيكلونات النواة في ظروف قائمة في داخل النجوم حيث تسود "الحالة النجمية للمادة".

وتتكون المادة في الأحوال الأرضية العادية من ذرات وجزيئات. والأجسام الميكروئية عبارة عن تجمعات من أعداد لا عد لها من الذرات الجزيئات وتفسر كل خواص الأجسام الماكروسكوبية، كالمرونة والقدرة على الطفو والخواص الحرارية والكهربائية والخواص المغنطيسية والكيميائية والبصرية وخواص الحالات الجامدة والسائلة والغازية،

بخواص الذرات والارتباطات فيما بينها. وليس هناك شك في أن ظاهرة الحياة أيضاً يمكن تفسيرها في إطار التصورات الفيزيائية المعروفة.

ينبغي أن يكون واضحاً مما تقدم أن التصورات والأفكار الفيزيائية هي أبسط ما يكون وأعم وأعمق ما هناك، وبها نستطيع دراسة كل الطبيعة تبعاً لمنهج بحث موحد.

***

إن هدف الفيزياء هو وضع القوانين الفيزيائية أي تحديد العلاقة القائمة بين الكميات الفيزيائية التي تتميز بها ظاهرة ما. والفيزيائيون يستخدمون قواعد الرياضة ومناهجها ليصوغوا النتائج التي توصلوا إليها ومع ذلك تختلف الفيزياء جوهرياً عن الرياضة في أنها لا يمكن أن تنفصل عن التجربة. وتبعاً لذلك تتكون الفيزياء أساساً من علمين: الفيزياء التجريبية، والفيزياء النظرية. وقد أوضحت الفيزياء في مجرى تطورها بعض مبادئ البحث العامة إن قليلا أو كثيراً، مثال ذلك:

١- العلم يعالج الأشياء التي يمكن مشاهدتها دون سواها.

٢- كل جسم يعرض خواصه في التفاعلات وحدها مع شيء خارجي بالنسبة له (ما يسمى بالظروف الخارجية الكلاسيكية وستناقش فيما بعد).

الفصل الأول

الميكانيكا الكلاسيكية

يحتوي كل قانون فيزيائي كما ذكرنا من قبل على علاقات زمكانية في حدود الطول والزمن.

الطول:

ويقاس الطول بواسطة قضبان القياس، ومن الخواص الأساسية لقضبان القياس أنه إذا وجد اثنان منها مرة متطابقين عند وضعهما الواحد فوق الآخر فإنهما سيظلان متساويين دائماً أبداً. أي سيتطابقان دائماً متى وضعا فوق بعضهما. والأجسام الجاسئة وحدها هي التي تستخدم كقضبان قياس.

فترة الزمن:

وتقاس فترة الزمن بالساعات، وأي مجموعة تحدث فيها عملية يمكن تكرارها يمكن استخدامها لذلك. وهناك تصور أساسي في الميكانيكا الكلاسيكية فحواه أن أبعاد الأجسام وفترات الزمن مطلقة من حيث طبيعتها. إن قضيب القياس إذا كان قضيباً جيداً يظل طوله دائماً واحداً بصرف النظر عما إذا كان متحركاً بالنسبة إلى راصد أم لا. وسوف

تحدد ساعتان وضعتا متجاورتين وقتاً واحداً إذا كان لهما نفس معدل الإيقاع دون أي اعتبار للكيفية التي قد يتحركان بها.

المكان والزمن والكيانات الفيزيائية:

إن المكان والزمن كيانان فيزيائيان كأي الكيانات الأخرى، ولكن أهميتهما تفوق كثيراً أي كيان فيزيائي آخر، ويلزم لدراسة خواص المكان والزمن أن نرصد حركة الأجسام فيهما. وبحث الكيفية التي تحدث بها هذه الحركة يقدم لنا مفتاحاً لخواص المكان والزمن.

المكان ثلاثي الأبعاد:

إن ذكر بُعدٍ واحدٍ في الفضاء لا يكفي لتحديد موقع نقطة بمفردها، ونحن نعلم من التجربة أنه يجب ذكر ثلاثة أبعاد لتحديد موقع نقطة في المكان بالنسبة إلى نقطة أخرى، وتسمى القيم العددية لهذه الأبعاد إحداثيات النقطة. والخاصية الأساسية للمكان ثلاثي الأبعاد هو أنه ثلاثة إحداثيات تكفي لأن تحدد بدقة موقعاً ما بالنسبة إلى جسم جاسيئ ما هو مجموعة الإسناد.

تجانس وتوحد خواص المكان:

وعندما نبحث أكثر من ذلك حركة الأجسام نجد أن خواص المكان متطابقة في النقاط المختلفة وأنها في كل نقطة واحدة في كل الاتجاهات وبعبارة أخرى نجد المكان متجانساً وموحد الخواص. وهذه

الخواص للمكان تجد تعبيراً عنها في قوانين بقاء العزم الخطي (أو ببساطة العزم) والعزم الزاوي (أو عزم العزم).

تجانس الزمن:

وتكشف أيضاً نفس التجارب عن أن اللحظات المختلفة من الزمن متكافئة بالنسبة لخواصها الفيزيائية، أي أن الزمن متجانس والتعبير عن ذلك هو قانون بقاء الطاقة. ولقد أدى مجموع التقدم في الفيزياء إلى تأييد أن قوانين بقاء الطاقة والعزم قوانين أساسية في الطبيعة. ويشاهد هذا في كون العدد الكبير من القوانين الفيزيائية المعروفة يمكن بناؤه من عدد قليل جداً من العلاقات العامة وتشمل قوانين البقاء.

الفضاء الإقليدي:

وهناك خاصية أخرى للفضاء ألا وهي الاستوائية ويعرف هذا بالفضاء الإقليدي لأنه يتفق مع الهندسة الإقليدية[1]. والأفكار الكلاسيكية عن الزمن والفضاء المذكورة هنا قد قامت بطريقة تجريبية وهي صحيحة في مجال واسع من الظواهر الفيزيائية.

الجسيم:

وسوف نختبر الآن خواص الحركة لأبسط كيان فيزيائي: النقطة المادية أو الجسيم والنقطة المادية جسم يمكن التغاضي عن أبعاده عند

(1) التساؤل عن هندسة الفضاء الحقيقي تساؤل فيزيائي بحت. لا يمكن الإجابة عليه إلا بالتجربة.

وصف حركته. وتحديد موقع نقطة مادية تعينه كما ذكرنا من قبل ثلاثة أبعاد مكانية هي إحداثيات النقطة.

مجموعة الإسناد إحداثيات جسم:

إن ثلاثة إحداثيات تحدد موقع نقطة بالنسبة إلى جسم إسناد تحديداً وحيداً وإذا زود هذا الجسم بمجموعة إحداثيات كارتيزية أمكن تمييز تحديد موقع الجسم في الفضاء بواسطة المتجه القطري الذي تساوى مركباته في اتجاه محاور مجموعة الإحداثيات الكارتيزية س. ص. ع للنقطة[2].

الحركة الكلاسيكية:

تشغل النقطة المادية تبعاً للأفكار الكلاسيكية عن الخواص الزمكانية للحركة مكاناً محدداً في كل لحظة ولها إحداثيات محددة، وعندما تتحرك نقطة مادية تتغير إحداثياتها، وتبعاً لذلك يمكن اعتبار نصف القطر المتجه لنقطة مادية كدالة للزمن $\overline{\text{ر}}(\text{ز})$.

سرعة جسيم: إن سرعة نقطة مادية هي: $\text{ع} = \frac{\text{ء}\,\overline{\text{ر}}}{\text{ء ز}}$ أي مشتق نصف القطر المتجه بالنسبة إلى الزمن.

العجلة: تعرف العجلة بأنها: $\overline{} = \frac{\text{ء}\,\overline{\text{ع}}}{\text{ء ز}}$

---

(2) يمكن أيضاً استخدام أنماط أخرى من الإحداثيات وتختار عادة تبعاً لملاءمتها لوصف الحركة.

درجات الحرارية:

تدرس الميكانيكا حركات مجموعات النقط المادية وعدد الإحداثيات المستقلة التي نحتاج إليها لوصف حركة مجموعة ميكانيكية يسمى عدد درجات الحرية لتلك المجموعة. وواضح أن للنقطة المادية ثلاث درجات حرية والمجموعة المكونة من ن نقط مادية لها ٣ ن درجات حرية.

حالة جسيم كلاسيكي:

إذا كانت حالة مجموعة ميكانيكية معلومة في أي لحظة معينة فإن حالتها في أي لحظة أخرى من الزمن يمكن تحديدها. لقد وجد أن حالة مجموعة تحدد تماماً باشتراط أو تعيين الإحداثيات والسرعات. ولا يمكن وضع العجلة حكمياً لأنها دالة لإحداثيات الموقع والسرعة. والمعادلات التي تربط العجلة والإحداثيات والسرعة تسمى معادلات الحركة للمجموعة.

الميكانيكا الكلاسيكية:

والمسألة الأساسية في الميكانيكا الكلاسيكية (أي الميكانيكا القائمة على الأفكار الكلاسيكية عن الزمن والمكان والحركة) هي دراسة حركة أي مجموعة ميكانيكية بتحديد إحداثيات موقعها كدوال للزمن من الظروف الأولية المذكورة أي من الإحداثيات والسرعات في زمان سابق.

مجموعة الإسناد القصورية:

لا يمكن كما ذكرنا سابقاً بحث الظواهر الفيزيائية دون الرجوع إلى مجموعة إحداثيات، والمرء حر في أن يختار المجموعة التي تروقه من بين عدد لا نهاية له من مجموعات الإسناد التي تتحرك بالنسبة إلى بعضها البعض بكل شكل. وقد تختلف مع ذلك مظاهر قوانين الطبيعة في المجموعات المختلفة. فإذا اخترنا مجموعة إسناد بطريقة عشوائية قد نجد أن الأمر يتناول القوانين التي تحكم أبسط الظواهر. وهكذا تكون المشكلة هي أن نجد مجموعة إسناد تظهر فيها كل قوانين الطبيعة كأبسط ما يمكن أن يكون. واضح أن مثل هذه المجموعة سوف تكون الأكثر ملاءمة لوصف الظواهر الفيزيائية. وفي سبيل الاهتداء لمثل هذه المجموعة نبدأ من أبسط أنواع الحركة وهي حركة نقطة مادية معزولة عن بقية الأجسام بحيث يتسنى إهمال أي تأثير متبادل بين هذه النقطة وتلك الأجسام. ومثل هذه النقطة يقال عنها إنها في حالة حركة "حرة".

الحركة الحرة:

دعنا نأخذ مجموعة إسناد أيًّا كانت وندرس خواصها بمساعدة نقطة مادية حرة.، ولنفرض أن النقطة كانت لحظة البداية ساكنة في هذه المجموعة ومن ثم لم تعد بصفة عامة ساكنة اللحظة التالية حيث إنها تكون قد بدأت الحركة في اتجاه ما، وبهذا المعنى نستطيع أن نقول: إن مجموعة إسناد ذات خواص تحكمية ليست متجانسة ولا موحدة الخواص.

ومع ذلك قد يظل جسمان متحركان في حركة حرة ساكنين بالنسبة إلى بعضهما البعض إلى الأبد. وعلى ذلك يمكن إسناد الحركة إلى مجموعة إحداثيات مرتبطة ارتباطاً جاسئاً ببعض الأجسام المتحركة بحرية. ومثل هذه المجموعة تسمى مجموعة قصورية. وفي المجموعة القصورية تتكافأ فيزيائياً كل الاتجاهات وتكون خواص كل نقط الفضاء المختلفة متطابقة. أي أنها ميكانيكاً متجانسة وموحدة الخواص.

قانون القصور:

تقودنا هذه الخواص لمجموعة الإسناد القصورية إلى الحركة الحرة لنقطة مادية تحدث في المجموعة القصورية بسرعة منتظمة. ويعرف هذا النص بقانون القصور (قانون نيوتن الأول). وعلى الأخص كما سبق أن افترضنا إذا كانت سرعة النقطة تساوي الصفر عند زمن ابتدائي فإنها تظل ساكنة على الدوام.

مبدأ النسبية:

إننا إذا تأملنا مجموعة إسناد تتحرك بالنسبة إلى مجموعة قصورية بطريقة تحكمية ما فإن الأولى لن تكون في الحالة الأعم مجموعة قصورية، وليس معنى ذلك أنه ليس هناك إلا مجموعة قصورية واحدة في العالم. فليس عسيراً أن نرى أن هناك عدداً لا نهاية له من مثل هذه المجموعات وجميعها تتحرك في حركة منتظمة وفي خط مستقيم بالنسبة إلى بعضها البعض.

مبدأ النسبية الكلاسيكي:

يمكن أن نطبق على المجموعات القصورية المبدأ الذي ينص على أن جميع خواصها الفيزيائية متكافئة أي مبدأ النسبية. وإذا أضيف إلى هذا المبدأ تصور الزمن المطلق حصلنا على ما يعرف بمبدأ جاليليو للنسبية. ويستتبع تكافؤ كل مجموعات الإسناد القصورية أن معادلات الحركة لأي مجموعة ميكانيكية لا تتغير عندما ننتقل من مجموعة قصورية إلى أخرى.

التحويلات الجاليلية:

لنفترض أن ر متجه نصف قطري يحدد موقع نقطة مادية بالنسَّبة إلى مجموعة إسناد قصورية م عند الزمن ز. ولنفرض أن المتجه نصف القطري وزمن الحادثة هما على التوالي رَ، زَ في مجموعة أخرى م تتحرك بالسرعة ع بالنسبة إلى المجموعة م. وتبعاً للأفكار الكلاسيكية عن المكان والزمن فإن معادلات الانتقال من مجموعة إحداثيات إلى أخرى ومن قياس للزمن إلى قياس آخر تكون بالشكل:

$$\left\{\begin{array}{l} \underline{\text{ر}} = \underline{\text{رَ}} + \underline{\text{ع}}\,\text{ز} \\ \text{ز} = \text{زَ} \end{array}\right. \qquad (١)$$

والمعادلة الأولى تعبر عن الصفة المطلقة للأبعاد المكانية والثانية عن الصفة المطلقة للزمن. وتعرف هذه العلاقات بتحويلات جاليليو.

تركيب السرعات: وبتفاضل (١) بالنسبة إلى زمن نحصل على المعادلة

$$\text{ع} = \underline{\text{عَ}} + \underline{\text{ع}} \qquad (٢)$$

وهذه المعادلة البسيطة تحدد مبدأ تركيب السرعات تتضاعف السرعة $\underline{\text{ع}}$ بالنسبة إلى مجموعة الإسناد م بالسرعة ع بالنسبة إلى مجموعة الإسناد م مضافاً إليها السرعة ع. وهي سرعة المجموعة م بالنسبة إلى المجموعة م.

العجلة: وبتفاضل (٢) بالنسبة إلى الزمن مع مراعاة أن $\underline{\text{ع}}$ ثابتة نحصل على:

$$\frac{\text{ءع}}{\text{ءز}} = \frac{\text{ءع}}{\text{ءز}}$$

أي أن العجلة واحدة في جميع مجموعات الإسناد القصورية.

النسبي والمطلق:

وطالما أنه لا توجد مجموعة إسناد مميزة (مطلقة) فإن تصور السكون المطلق يكون خالياً من المعنى فإذا كان جسم ما ساكناً في مجموعة قصورية فإنه يتحرك بسرعة ما منتظمة بالنسبة إلى المجموعات الأخرى وليس هناك سبب يدعونا إلى تفضيل مجموعة على أخرى.

وبالمثل نجد أن فكرة السرعة المطلقة خالية هي الأخرى من المعنى، فالسرعة النسبية للأجسام إلى بعضها البعض هي وحدها التي لها معنى فيزيائي. ولكننا نجد من الناحية الأخرى أن العجلة المطلقة لها معنى فيزيائي لأنها كما رأينا واحدة في المجموعات القصورية المختلفة والفرق بين المجموعات القصورية مطلق في جوهره. وسوف نتناول في المستقبل المجموعات القصورية وحدها على الدوام ما لم نذكر خلاف ذلك.

مبدأ التأثير عن بعد:

يستتبع مبدأ النسبية لجاليليو فورية انتشار التأثيرات المتبادلة بين الأجسام في الفضاء، أي أنه إذا تغيرت حالة جسيم ما فإن ذلك سوف يؤثر مباشرة في كل الأجسام الأخرى التي تتبادل معه التأثير مهما كانت تلك الأجسام بعيدة عنه. وفي الواقع لو كان التأثير المتبادل ينتشر بسرعة محددة لحدث تبعاً لقاعدة تركيب السرع (٢) أن اختلفت هذه السرعة باختلاف مجموعات الإسناد، ولأمكن عند ذلك التمييز فيزيائياً بينها، وهذا يتعارض مع مبدأ النسبية. ولما كنا نفترض أن سرعة انتشار تبادل التأثير لا نهائية نتج عن ذلك أن الميكانيكا الكلاسيكية (النيوتونية) توصف بأنها قائمة على مبدأ **التأثير عن بعد**.

مجموعات الجسيمات:

لم نتناول حتى الآن إلا خواص حركة نقطة مادية واحدة تتحرك

بحرية.

والآن دعنا نتأمل مجموعة من النقط ولنفترض أنها بعيدة جداً عن أي أجسام أخرى لدرجة أنه يمكن إهمال ما قد يكون هناك من تأثيرات لها مع الأجسام الأخرى. (أي لا يلزم إدخالها في حسابنا عند بحث حركة المجموعة) ومثل هذه المجموعة، تسمى **مغلقة**.

قوانين البقاء:

ونحن نجد عند بحث التغييرات التي تحدث مع الأجسام التي تتحرك بحرية بعد أن تتبادل التأثير فترة، أن ثمة قوانين بقاء معينة قائمة بصرف النظر عن طبيعة التأثير المتبادل، أو بعبارة أخرى هناك كميات معينة تميز حالات الأجسام لا يتأثر مجموعها في كل الأجسام التي تتبادل التأثير بسب هذا التفاعل.

بقاء العزم:

إذا تأملنا مجموعة مغلقة من الجسيمات نجد أنه ما دامت كل التشكيلات التي تشغلها المجموعة ككل متكافئة بفضل تجانس الفضاء فإننا نستطيع أن نقرر أن خواص المجموعة سوف لا تتغير إذا حُرِّكَت إلى أي بعد موازية لنفسها.

وإحدى نتائج هذا الظرف هو بقاء كمية متجهة معينة تتميز بها المجموعة.

وبالاسم هناك متجه يميز كل نقطة مادية بحيث يكون مجموع كل المتجهات لكل جسيمات مجموعة مغلقة مستقلا عن الزمن، ويسمى متجه العزم الخطي. والعزم مرتبط بالسرعة بتناسب مباشر. ويسمى معامل التناسب، ويختلف باختلاف الجسيمات المادية كتلة[1]. وهكذا يعبر عن قانون بقاء عزم مجموعة بالمعادلة: $ك_{١}\underline{ع}_{١} + ك_{٢}\underline{ع}_{٢} + \ldots = 3_{ا}\, ك_{ا}\underline{ع}_{ا} = \underline{p}$ = ثابت (٣) حيث ا عدد الجسيمات.

كتلة جسيم:

إن قانون بقاء العزم يوحي بنحو يمكن بواسطته أن ننسب الكتل إلى الجسيمات، وهكذا نستطيع أن نقول إنه بالنسبة إلى جسيمين يتصادمان: $(ك_{١}\Delta\underline{ع}_{١} = - ك_{٢}\,\Delta\underline{ع}_{٢})$

حيث $\Delta\underline{ع}_{٢}$، $\Delta\underline{ع}_{١}$ يمثلان التغير في سرعات الجسيمات المقابلة

ومن ثم: $\Delta\underline{ع}_{١} = \frac{ك_{٢}}{ك_{١}}\Delta\underline{ع}_{٢}$

وإذا عرفنا $\Delta\underline{ع}_{١}$، $\Delta\underline{ع}_{٢}$ يمكن نسب كتلتي الجسمين. وواضح أن الكتلة الأساسية لا يمكن قياسها ولا بد من اعتبارها الوحدة ويمكن اختيارها بطريقة حكمية ولا ينطوي الاختيار على معنى فيزيائي عميق.

---

(1) هذا هو التعريف الفيزيائي الذي تقوم عليه التجارب.

القانون الأول لنيوتن:

نستطيع اعتبار قانون بقاء العزم في مجموعة مغلقة تعميماً لقانون القصور (القانون الأول لنيوتن). وفي الواقع نجد أن قانون العزم لجسيم يتحرك بحرية. وفي حالة مجموعة من نقط مادية تتبادل التأثير بأي شكل لا يكون عزم كل جسيم ثابتاً ولكن مجموع كل العزوم لجميع الجسيمات يبقى وتكون:

$$3^{p-1} = P$$

القوة:

وواضح أن الكمية: $= \frac{p_{اء}}{ء ز}$ $ق_{ا}$

التي تعبر عن التغيير في عزم جسيم في وحدة الزمن مقياس للفعل (التأثير) الخارجي على ذلك الجسيم، وهذه الكمية هي القوة التي تؤثر بها جسيمات المجموعة على الجسيم ا.

دالة الجهد:

يوصف تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية التأثير المتبادل للنقط المادية في حدود طاقة الوضع للتأثير المتبادل. U = U (ر١، ر٢، ...... ر١، ......ر١)

وهو دالة لإحداثيات الجسيمات التي تتبادل التأثير. ونمط دالة الجهد يحدد في كل حالة بطبيعة التأثيرات المتبادلة. ومع زيادة المسافات بين النقط المادية إلى ما لا نهاية تتلاشى طاقة الوضع إلى صفر. وظاهر أن هذه الطريقة لوصف التأثيرات المتبادلة تفترض انتشارها الفوري، أي أنها تتفق مع مبدأ النسبية لجاليلي، فالقوة في الواقع: $\overline{ق}_{ا} = \frac{ء\,U}{ء\,\underline{ر}_{ا}}$ (٥)

التي تؤثر على جسيم بواسطة جسيمات أخرى لا تعتمد في أي لحظة – في هذا النحو من الوصف– إلا على مواقع نقط الجسيمات في تلك اللحظة. والتغيير في موقع جسيم واحد يؤثر على الجسيمات الأخرى في نفس اللحظة. وتقودنا هذه الملاحظة إلى النتيجة التي فحواها أن القوى تتوقف على المواقع المشتركة للنقط المادية وليس على حركتها.

القانون الثاني لنيوتن: وينتج من المعادلتين (٤)، (٥)، أن.

$$\frac{ء\,\underline{P}}{ء\,ز} = \frac{ء\,U}{ء\,\underline{ر}_{ا}} \qquad (٦)$$

وهذه الصيغة تعطينا أعم معادلة حركة لمجموعة من نقط مادية. وتسمى معادلات الميكانيكا التي على شكل المعادلة (٦) والمعادلات النيوتونية. (القانون الثاني لنيوتن).

القانون الثالث لنيوتن:

إننا بتكميل معادلات الحركة (٦) فوق مجموعة جسيمات وإذ تضع موضوع الاعتبار أنه من قانون بقاء العزم يصبح الشق الأيسر من المعادلة صفراً نجد أن مجموع كل القوى في مجموعة مغلقة هو صفر.

$$\underline{\text{ق}}_{١} + \underline{\text{ق}}_{٢} + \ldots\ldots + \underline{\text{ق}}_{\text{ن}} = \text{صفر}$$

وفي الحالة الخاصة التي تتكون فيها المجموعة من نقطتين ماديتين **نجد**: $\underline{\text{ق}}_{١} + \underline{\text{ق}}_{٢} = \text{صفر}$

ومعنى هذا هو أن القوة التي يؤثر بها الجسيم الأول على الجسيم الثاني مساوية في المقدار ومضادة في الاتجاه للقوة التي يؤثر بها الجسيم الثاني في الأول. ويعرف هذا **بقانون الفعل ورد الفعل** (القانون الثالث لنيوتن).

بعض خواص الكتلة:

ويمكن استخدام تصور العزم لصياغة تصورات السكون والسرعة لمجموعة ما ككل، فتكون مجموعة من النقط المادية ساكنة في مجموعة الإسناد التي يكون فيها عزمها صفراً. وتعرف سرعة مجموعة من النقط المادية بالنسبة إلى مجموعة إسناد ما م بأنها سرعة مجموعة إسناد م تكون فيها مجموعة النقط ساكنة.

وإذا أشرنا بالحروف ع، $\underline{ع}_{ا}$ إلى سرعتي نقطة مادية أ بالنسبة إلى مجموعتي الإسناد م، م، بالحروف ع إلى سرعة المجموعة م بالنسبة إلى المجموعة م يعطينا التحويل الجاليلي. ع + $\underline{ع}_{ا}$ = $\underline{ع}_{ا}$

وإذا ضربنا الكل في كتلة النقطة المادية المناظرة نحصل على: $\underline{p}$

$$\underline{p} = \sum ك \; \underline{ع}_{ا} + ع_{ا}$$

ولكن مجموعة النقط المادية ساكنة بالنسبة إلى مجموعة الإسناد م ومن ثم $\underline{\mathbf{p}}$ = صفر،

$$p = \sum ك \; ع_{ا}$$

ولما كانت $\underline{P}$ هي عزم المجموعة ككل، ع سرعتها فإن العلاقة الأخيرة تعبر عن قابلية الكتلة للجمع. إن كتلة جسم مركب مساوية لمجموع كتل الأجزاء المكونة له وبعبارة أخرى نحصل على قانون بقاء الكتلة. وإليك بعض خواص أخرى للكتلة: إذا استخدمنا العلاقة بين العزم والسرعة لجسيم نستطيع إعادة كتابة المعادلة (٦) لجسيم واحد هكذا:

$$\frac{ء\underline{ع}}{ء ز} = \frac{ء U}{ء \underline{ر}}$$

وتبعاً لمبدأ النسبية لجاليلي لا تتغير هذه المعادلة عندما ننتقل من مجموعة إسناد قصورية إلى أخرى. وتبعاً لهذا بوجه خاص تكون الكتلة ك لجسيم لا متغيرة أي مستقلة عن اختبار مجموعة الإسناد وعلى ذلك تكون مميزاً حقيقياً للجسيم. ومن الخواص التي يجب ملاحظتها للكتلة هو أنها لا يمكن أن تكون سالبة. أي أن اتجاه العزم والسرعة للجسم يتطابقان.

قانون بقاء العزم الزاوي:

لقد رأينا أن قانون بقاء العزم الخطي ينبع من تجانس المكان بالنسبة إلى مجموعة مغلقة من الجسيمات. والفضاء موحد الخواص إلى ذلك وأي اتجاه فيه يعادل أي اتجاه آخر، ومن ثم ينبغي أن لا تتغير خواص المجموعة المغلقة إذا دارت المجموعة كلها بمقدار زاوية ما حول محور أياً كان. وهذا الوضع يحتم بقاء كمية متجهة ما تميز المجموعة. أي أن كل نقطة مادية في المجموعة تتميز بمتجه بحيث يكون مجموع كل المتجهات لكل الجسيمات التي في مجموعة مغلقة مستقلاً عن الزمن، وهذا هو متجه عزم العزوم أو العزم الزاوي كما يسمى عادة. وهو مرتبط بطريقة نوعية بمتجه العزم الخطي. فالعزم الزاوي لجسيم يساوي ناتج المتجه نصف القطري والعزم الخطي للجسيم، وهكذا يأخذ قانون بقاء العزم الزاوي الشكل:

$$3\,\underline{\text{ر}}_{\text{ا}} \times \underline{p}_{\text{ا}} = \text{ك} = \text{ثابت}$$

لقد تناولنا حتى الآن المجموعات المغلقة وحدها، ودعنا نتأمل حركة مجموعة تتبادل التأثير مع مجموعة أخرى معلومة الحركة، في هذه الحالة يتدخل تصور **الحركة في مجال خارجي**..

قوانين البقاء لمجموعتين تتبادلان التأثيرات:

ونحن نعلم مقدماً أن التأثيرات المتبادلة بين النقط المادية توصف بواسطة دالة الوضع.

U = U(ر).

وهي دالة لإحداثيات الجسيمات التي تتبادل التأثير. إنها تصف التأثيرات المتبادلة للنقط المادية في مجموعة و. – إذا لم تكن المجموعة مغلقة – التفاعلات المتبادلة بين النقط المادية للمجموعة والأجسام الأخرى. وقد تكون دالة الوضع – لمجموعة ليست مغلقة في ظروف خارجية معلومة – متوقفة على الزمن صراحة. U = U(ر، ز).

إنها تمثل **طاقة الوضع في مجال خارجي**. وبالمثل الحركة في المجالات الخارجية أو بدقة أتم قوانين البقاء للمجموعات المفتوحة.

وفي أعم الحالات ليس هناك بقاء للعزم الزاوي لمجموعة في مجال خارجي بالرغم من أنه قد يكون كذلك في بعض الحالات الخاصة، وهكذا إذا كانت مجموعة في مجال مركزي التماثل (مجال تتوقف فيه طاقة الوضع على البعد وحده من نقطة ثابتة هي المركز) تكون كل

اتجاهات الفضاء من ذلك المركز متكافئة ويكون هناك بقاء للعزم الزاوي لمجموعة ما بالنسبة إلى ذلك المركز. مع أنه سوف يتغير طبعاً بالنسبة إلى أي نقطة أخرى من نقط الفضاء.

وإذا لم تكن مجموعة ما مغلقة، ولكن تأثيراتها المتبادلة مع ما يحيط بها من الأجسام تتم بحيث لا تتغير الظروف الخارجية في انتقالها في اتجاه ما (ل) (مجال محوري التماثل) فسوف يكون هناك بقاء لمسقط العزم الخطي للمجموعة في ذلك الاتجاه. $P_{\text{ل}}$ = ثابت.

وبالمثل يكون هناك بقاء في مجال محوري التماثل لمركبة العزم الزاوي في اتجاه محور التماثل، وسوف نقتصر على الحالات التي ذكرت لأنها الأكثر أهمية.

قانون بقاء الطاقة:

دعنا الآن نتأمل الحالة المهمة جداً وأعني بها حركة مجموعة مفتوحة في مجال خارجي منتظم. إذا لم تكن المجموعة في مجال خارجي قابل للتغيير لا تكون خواصها متوقفة صراحة على الزمن. وهذا راجع إلى أنه في غياب المجال الخارجي (أو في مجال خارجي منتظم) تتكافأ كل لحظات الزمن بالنسبة إلى مجموعة فيزيائية معلومة. ونتيجة لهذا الظرف يكون هناك بقاء لكيمة متجهة E تميز المجموعة.

$$E = U + \frac{\text{ك}_{\text{ا}}\,\text{ع}_{\text{ا}}^{2}}{2}\ 3_{\text{ا}} \qquad (٧)$$

تسمى الطاقة، ويعطينا التعبير:

$$T = \frac{3\ \text{ك}_{\text{ا}}\ \text{ع}_{\text{ا}}^{2}}{2}$$

طاقة الحركة للمجموعة. وقد ذكرنا الدالة U من قبل.

إن العلاقة (٧) تعبر عن **قانون بقاء طاقة المجموعة**. وينبغي أن نلاحظ أن الطاقة تشمل مركبتين مختلفتين أساساً طاقة الحركة T وهي دالة تربيعية للسرعة وطاقة الوضع U وهي مستقلة عن السرعة.

توحد خواص الزمن:

تكلمنا أثناء بيان قانون بقاء الطاقة عن تجانس الزمن الذي تتكافأ تبعاً له الخواص الفيزيائية لجميع لحظات الزمن. ومعادلة (٧) لا تشير إلى أن الزمن متجانس فحسب بل إلى أنه متكافئ الاتجاهات أيضاً أي خواصه واحدة في كلا الاتجاهين واستبدال ز بـ– زيترك المعادلة (٧) وكذلك معادلة الحركة (٦) كما هي بدون تغيير. أو بعبارة أخرى: إذا كانت مجموعة ما قادرة على نوع ما من الحركة فإن الحركة العكسية (التي تمر بها المجموعة خلال نفس الحالات في ترتيب عكسي) تكون ممكنة دائماً. وبهذا المعنى تكون – تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية – كل الحركات **قابلة للانعكاس**.

مجموعات الإسناد غير القصورية:

لقد تناولنا حتى الآن حركة النقطة المادية أو مجموعة جسيمات

بالنسبة إلى مجموعات الإسناد القصورية وتبعاً لذلك كانت لمعادلات الحركة لنقطة على الصورة.

$$\frac{\text{ء}\underline{\text{ع}}}{\text{ء ز}} = \frac{\text{ء}\,U}{\text{ء}\underline{\text{ر}}} \qquad (\text{٨})$$

ومثل هذه المعادلات للحركة تنطبق على مجموعات الإسناد القصورية التي كما نعلم تتحرك بالنسبة إلى بعضها بسرعة منتظمة، ولكننا إذا انتقلنا إلى مجموعة إسناد غير قصورية (معجلة) تتغير معادلات الحركة. والآن دعنا نتأمل مجموعة إسناد م – في حالة حركة بسرعة ء (ز) بالنسبة إلى مجموعة إسناد قصورية م. وإذا أشرنا إلى سرعة النقطة المادية بالنسبة إلى المجموعة م بالحرف ع وإلى سرعتها بالنسبة إلى المجموعة م بالحرف ع نحصل على :– $\underline{\text{ع}} = \underline{\text{عَ}} + \underline{\text{ء}}(\text{ز})$

وإذا أحللنا هذا التعبير محل ع في المعادلة (٨) مع حساب أن ء (ز) دالة معلومة للزمن وأدخلنا المتجه ش (ز) = ء ع (ز) ء ز وهو عجلة محاور الإسناد م نحصل على معادلة الحركة لنقطة مادية في المجموعة م.

$$\text{ك} = \frac{\text{ء}\underline{\text{عَ}}}{\text{ء ز}} = \frac{\text{ء}\,U}{\text{ء}\underline{\text{رَ}}} - \text{ك ش (ز)} \qquad (\text{٩})$$

حيث $\underline{\text{ر}}$ هي المتجه نصف القطري للجسم في المجموعة مَ

وتوضح مقارنة المعادلة (٨) بالمعادلة (٩) أنه في مجموعة معجلة تتحرك في خط مستقيم يظهر مجال قوة إضافي[١] القوة المؤثرة على

---

(١) أي مجال تكون فيه القوة المؤثرة على جسيم واحدة في كل نقط الفضاء في لحظة معلومة.

النقطة المادية وهي مساوية لناتج كتلتها والعجلة ش (ز) وفي اتجاه مضاد للعجلة. هذه القوة تسمى عادة قوة القصور.

وإذا كانت مجموعة الإسناد بالإضافة إلى الحركة الانتقالية تدور أيضا بسرعة زاوية Ω(ز)[٢] نستطيع أن نحصل على معادلة حركة نقطة مادية في هذه المجموعة بتحويلات السرعة اللازمة. وسوف تختلف هذه المعادلة عن (٩) بثلاثة حدود إضافية توجد في الطرف الأيمن: ك ر × (ء Ω / ء ز) قوة القصور، ك (Ω× ر) × Ω وتسمى القوة الطاردة المركزية للقصور، ٢ ك ع × Ω وتسمى قوة قصور كويولبس. لاحظ أن الأخيرة تعتمد بخلاف القوة الأخرى على السرعة.

(٢) وتحدد بـ ء ∅ / ء ز حيث ء.∅= زاوية الدوران.

الفصل الثاني

الميكانيكا النسبية

الثابت ح:

يقودنا مبدأ النسبية لجاليليو –كما رأينا – إلى استنتاج التأثيرات المتبادلة بين الأجسام التي تنتشر خلال الفضاء بطريقة فورية. ومع ذلك توضح التجربة أنه لا وجود في الطبيعة لشيء مثل التأثير المتبادل الفوري. ومن ثم فإن الميكانيكا الكلاسيكية التي تنبع من تصور انتشار التأثير المتبادل فوريا تتضمن خطأ كامنا لأنه إذا طرأ تغيير على واحد من الجسمين اللذين يتبادلان التأثير فلن يظهر أثره على الجسم الآخر إلا بعد مضي فترة معينة من الزمن ولن تبدأ العمليات المترتبة على ذلك التغير في الظهور على الجسم الآخر إلا بعد مضي ذلك الوقت الضروري وقسمة المسافة بين الجسمين على تلك الفترة من الزمن تعطينا سرعة انتشار تبادل التأثير. وتبعاً لمبدأ النسبية[1] على الأخص نجد أن السرعة

[1] من المناسب في هذا الظرف أن نوضح بعد القضايا المرتبطة مع مبدأ النسبية. إن التجربة توضح أن مبدأ النسبية قائم. وتبعا لهذا المبدأ تكون قوانين الطبيعة واحدة في كل مجموعات الإسناد القصورية، أي أن المعادلات التي تعبر عن قوانين الطبيعة لا تتغير بالنسبة إلى تحويلات الإحداثيات والزمن من مجموعة قصورية إلى أخرى. ومعنى هذا أن معادلة تصف قانونا من قوانين الطبيعة يكون لها نفس الشكل عندما تعبر عنها في حدود إحداثيات الزمن في مجموعات الإسناد القصورية المختلفة. ونستطيع أيضا التعبير عن مبدأ النسبية باعتباره مبدأ تكافؤ كل مجموعات الإسناد القصورية.

الحدية لانتشار التأثيرات المتبادلة واحدة في كل مجموعات الإسناد القصورية، وبعبارة أخرى هذه السرعة ثابت كوني يرمز إليه بالرمز حـ وتقدر قيمته تبعا لآخر قياس بالمقدار حـ = ٢,٩٩٧٧٦ × $١٠^{١٠}$ سم ثانية. والقدر الهائل لهذه السرعة يفسر لماذا كانت الميكانيكا الكلاسيكية كافية الدقة بالنسبة للأوضاع الواقعية؛ فأغلب السرعات التي تتناولها هذه الميكانيكا صغيرة مقارنة بالسرعة حـ بحيث تصبح لا نهائية هذه الأخيرة لا تأثير لها على دقة التقديرات.

مبدأ النسبية الأينشتيني:

ويعطينا مبدأ النسبية مرتبطا مع فرض كون سرعة انتشار التأثيرات المتبادلة محدودة مبدأ النسبية لآينشتين على عكس مبدأ جاليلي الذي يفترض أن تبادل التأثير يمكن أن ينتشر بسرعة لا نهائية.

وتسمى الميكانيكا القائمة على مبدأ النسبية لآينشتين الميكانيكا النسبية. وفي الحالة الحدية حالة السرعات الصغيرة مقارنة بالسرعة حـ يمكن التغاضي عن تأثيرات سرعة انتشار محدودة وإهمالها وتتحول الميكانيكا النسبية إلى الميكانيكا المتفق على تسميتها ميكانيكا كلاسيكية القائمة على زعم الانتشار الفوري لتبادل التأثير. ويمكن التعبير شكليا عن الانتقال الحدي من الميكانيكا النسبية إلى الميكانيكا الكلاسيكية باعتباره التخطي إلى الحد حـ ← ∞ في معادلات الميكانيكا النسبية.

الفاصل الزمكاني:

لقد رأينا من قبل أن سرعة الانتشار الحدية ح واحدة في كل مجموعات الإسناد القصورية، والآن دعنا نعبر عن هذا رياضيا. تأمل مجموعتي إحداثيات م، مَ تتحركان بسرعة منتظمة بالنسبة لبعضهما ودع محاور الإحداثيات توجه بحيث يتطابق المحور م س مع المحور مَ سَ. ويتوازى المحوران ص، ش مع المحورين صَ، شَ – ويكون الزمن ز في م ، زَ في مَ.

والآن تأمل حادثة ما تشاهد[١]. من المجموعة م كما لو كانت تحدث عند النقطة س١، ص١ ش١ في الزمن ز١ في تلك المجموعة ولتكن الحادثة إرسال إشارة[٢] تنتشر بالسرعة ح. أما الحادثة الثانية فلتكن وصول الإشارة إلى نقطة س٢، ص٢، ش٢ عند الزمن ز٢ ولما كانت سرعتها ح فإن المسافة التي قطعتها هي ح (ز٢− ز١) وهذه المسافة من الناحية الأخرى تساوي.

$$\left[(\text{س}٢ - \text{س}١)^{٢} + (\text{ص}٢ - \text{ص}١)^{٢} + (\text{ش}٢ - \text{س}١)^{٢} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

وهكذا تستطيع أن تكتب العلاقة بين إحداثيات كل الحادثتين في المجموعة م.

[١] تتعين الحادثة بالنقطة والزمن اللذين تحدث فيهما، وهكذا تتحدد حادثة تتضمن نقطة مادية ما بمحاور الموضع الثلاثة لهذه النقطة، والزمن غالبا ما يكون مفيدا أن نصطنع للتصوير البياني فضاء خياليا رباعي الأبعاد له محاور للإحداثيات المكانية الثلاث والزمن. وفي مثل هذا الفضاء توصف لحادثة بنقطة.

[٢] إن تأثيرا متبادلا منتشرا من جسيم إلى آخر يوصف أحيانا باعتباره "إشارة" أو "رسالة" مرسلة من الجسيم الأول لإعلام الثاني بالتغير الذي كابده الأول وسرعة انتشار التأثير المتبادل تسمى عند ذلك "سرعة الإشارة".

(سَ$_{٢}$– سَ$_{١}$)^{٢} + (صَ$_{٢}$– صَ$_{١}$)^{٢} + (شَ$_{٢}$– شَ$_{١}$) – حـ^{٢} (زَ$_{٢}$– زَ$_{١}$)^{٢} = صفر (١٠).

وانتشار الإشارة والحادثتين يمكن مشاهدتها من المجموعة مَ أيضا. ولتكن إحداثيات الزمن مكانا للحادثة الأولى في المجموعة مَ هي سَ$_{١}$، صَ$_{١}$، شَ$_{١}$، زَ$_{١}$ وللحادثة الثانية سَ$_{٢}$، شَ$_{٢}$، زَ$_{٢}$ ولما كانت سرعة الإشارة واحدة في كلا المجموعتين يكون لدينا كما في (١٠).

(سَ$_{٢}$– سَ$_{١}$)^{٢} + (صَ$_{٢}$– صَ$_{١}$)^{٢} + (شَ$_{٢}$– شَ$_{١}$)^{٢}– حـ^{٢} (زَ$_{٢}$– زَ$_{١}$)^{٢} = صفر.

وإذا كانت إحداثيات أي حادثتين هي: س$_{١}$، ص$_{١}$، ش$_{١}$، زَ$_{٢}$ ثم س$_{٢}$، ش$_{٢}$، ص$_{٢}$، ز$_{٢}$ تكون الكمية: ف$_{٢،١}$= [ج^{٢} (ز$_{٢}$– ز$_{١}$)^{٢}– (س$_{٢}$– س$_{١}$)^{٢}– (ص$_{٢}$–ص$_{١}$)^{٢}– (ش$_{٢}$– ش$_{١}$)^{٢}]$^{\frac{1}{2}}$.

وتسمى الفاصل الزمكاني بين الحادثتين. وهكذا يترتب على ثبوت سرعة الضوء ح أنه إذا كان الفاصل بين حادثتين صفرا في مجموعة قصورية فإنه يكون صفرا في أي مجموعة أخرى ونحصل كفاصل[1] زمكاني بين حادثتين متناهيتي التقارب على: ء ف^{٢}= جـ^{٢} ء ز^{٢}– ء س^{٢}– ء ص^{٢}– ء ش^{٢}. الذي يعرف أيضا بالفترة المربعة.

[1] يستخدم أحيانا للسهولة الرياضية المتغير س بدلا من ز، وتربطهما العلاقة ز= ت حـ ز وعند ذلك تكون ف $_{٢،١}$^{٢}= – [(س$_{٢}$– س$_{١}$)^{٢}+ (ص$_{٢}$– ص$_{١}$)^{٢}+ (ش$_{٢}$– ش$_{١}$)^{٢} + (ز$_{٢}$– ز$_{١}$)^{٢}]، ء ف^{٢}= – (ء س^{٢} + ء ص^{٢}+ ء ش^{٢}+ ء ر^{٢}) وعند ذلك يعتمد المرء على المحاور الإحداثية للفضاء الخيالي رباعي الأبعاد ء س، ص، ش، ز وليس س، ص، ش، ز وعند ذلك يمكن تفسير –ف^{٢} $_{٢،١}$ باعتبارها مربع المسافة بين النقط س$_{١}$، ص$_{١}$، ش$_{١}$، ز$_{١}$ والنقط س$_{٢}$، ص$_{٢}$، ص$_{٢}$، ش$_{٢}$، ز$_{٢}$ ثم تفسير – (ء ف)^{٢} باعتبارها مربع الطول الأولي.

لا تغير الفاصل الزمكاني:

إذا كانت ء ف= صفر كما رأينا الآن في بعض المجموعات القصورية إذا ء فَ= صفر في أي مجموعة أخرى، ء ف، ء فَ كميتان من نفس الدرجة من الصغر ويترتب على ذلك أن ء ف، ء فَ يجب أن تكونا متناسبتين ء ف= $\underline{\propto}$ ء فَ.

والمعامل $\propto$ لا يتوقف إلا على القيمة المطلقة للسرعة النسبية لكلا المجموعتين القصوريتين ولا يمكن أن يتوقف على إحداثيات الزمكان، وإلا لأصبحت نقط الفضاء المختلفة ولحظات الزمن غير متماثلة الخواص الأمر ذي يتعارض مع فكرة تجانس الزمن والمكان. كما أنها لا يمكن أن تتوقف على اتجاه السرعة النسبية حيث إن ذلك سوف يتعارض مع فكرة تماثل خواص الفضاء، وعلى ذلك نستطيع أن نكتب:-

ء فَ= $\propto$ ء ف.

لنفس الأسباب التي بررت كتابتنا ء ف= ء فَ حيث إن سرعة المجموعة الأولى بالنسبة إلى المجموعة الثانية – تساوي سرعة المجموعة الثانية بالنسبة إلى المجموعة الأولى. وبإحلال ء ف= ء فَ في ء فَ= ء ف نجد أن $\propto^{٢}$= ١ أي أن $\propto$ = $\pm$ ١ ولكي نختار إحدى هاتين القيمتين يجب أن نلاحظ أن $\propto$ يمكن أن تكون إما +١ دائما أو -١ دائما لأنه إذا كانت $\propto$ (ع) يمكن أن تكون +١ بالنسبة إلى بعض السرعات، -١ (بالنسبة إلى سرعات أخرى يتعين أن يكون لها لسرعات أخرى قيم تقع بين +١، -١ وهذا مستحيل. ولكن إذا كان الأمر كذلك

يجب عندئذ أن تكون ∝ دائما مساوية ل +١ حيث إن حالة خاصة من حالات التحويل ء فَ= ∝ ء ف هي التطابق ء ف= ء ف حيث ∝= ١ ويتبع كون ء فَ= ء ف أن تكون فَ= ف لكل الفواصل المحددة فَ= ف.

وهكذا نصل إلى نتيجة مهمة جدا: الفاصل الزمكاني بين الحوادث واحد في كل مجموعات الإسناد القصورية أي أنه لا متغير فيما يتعلق بالتحويلات من مجموعة إحداثيات إلى أخرى وهذا اللا تغير هو التعبير الرياضي عن ثبوت السرعة ح.

تحويلات لورنتز:

الآن دعنا نضع معادلات الانتقال من مجموعة قصورية إلى أخرى أي المعادلات التي نستطيع بها وقد عرفنا الإحداثيات س، ص، ش، ز لحادثة في مجموعة إسناد م أن نجد الإحداثيات سَ، صَ، شَ، زَ لنفس الحادثة في مجموعة قصورية أخرى مَ.

ونحن نتأمل هذه المسألة تبعا للميكانيكا الكلاسيكية اللا نسبية بسهولة إذ أن الزمن مطلق ز= زَ، عند ذلك إذا اخترنا المحاور الإحداثية بحيث يتفق المحوران س، سَ وتكون المحاور صَ، شَ متوازية على التوالي مع المحاور ص، ش. ولما كانت الحركة تحدث بطول المحورين س، سَ فمن الواضح أن الإحداثيين ص، ش سوف يكونان مساويين للإحداثين المناظرين صَ، شَ بينما سوف يعطينا الفرق بين الإحداثيين سَ، س المسافة التي تقطعها إحدى المجموعتين بالنسبة إلى الأخرى،

وإذا جعل عد (حساب) الزمن بحيث يبتدئ عندما يكون أصلا المجموعتين متفقين وسرعة المجموعة المشروطة (مَ) بالنسبة إلى المجموعة التي بدون شرطة (م) هي ع تكون المسافة المقطوعة ع ز وهكذا تكون:

س= سَ+ ع ز، ص= صَ، ش= شَ، ز= زَ (١١)

وهذه هي معادلات التحويل في الميكانيكا الكلاسيكية (التحويلات الجاليلية) ومن السهل إثبات أنها لا تتفق مع نظرية النسبية كما قد نتوقع فهي لا تترك الفاصل بين الحوادث لا متغير.

وينبغي أن نبحث عن معادلات التحويل النسبية على أساس اشتراط لا تغير الفاصل. وإذا استخدمنا فيما يلي الكمية الأكثر مناسبة ز= ت ح ز، فإن الفاصل الزمكاني كما رأينا (ملحوظات ص ٤٥، ٤٦، ٤٧) يمكن اعتباره المسافة بين نقطتين متناظرتين في مجموعة إحداثيات رباعية الأبعاد، ونستطيع على ذلك أن نقول: إن التحويل المطلوب يجب أن يترك دون تغيير الأطوال س، ص، ش، ز في الفضاء رباعي الأبعاد. ولكن مثل هذه التحويلات تصور إما انتقالات متوازية للمجموعات الإحداثية. ومن هذا تكون انتقالات مجموعة إحداثيات موازية أو دورانات لنفسها لا أهمية لها حيث إنها تعني ببساطة انتقالا لأصل الإحداثيات المكانية وبداية جديدة لعد الزمن. وهكذا يجب أن يعبر رياضيا التحويل المطلوب باعتباره دوران مجموعة إحداثيات رباعية الأبعاد ش. ص. س. ز.

وأي دوران في الفضاء رباعي الأبعاد يمكن تحويله إلى ست دورانات هي بالاسم دورانات في المستويات س ص، ش ص، س ش، ز س، ز ص، ز ش (كما أن أي دوران في الفضاء العادي يمكن أن يتحلل إلى ثلاث دورانات في المستويات س ص، ش ص، س ش) والثلاث الأول من هذه الدورانات المكانية العادية. والآن دعنا نتأمل دوران المستوى ز س عندما تظل الإحداثيات ص، ش دون تغيير. إذا كانت أ. هي زاوية الدوران، فالعلاقة بين الإحداثيات الجديدة والقديمة تعطيها لنا المعادلات:

س= سَ جتا ا– زَ جا ا

ز= سَ جا ا– زَ جتا ا

ونحن نبحث عن معادلات الانتقال من مجموعة قصورية م إلى أخرى مَ تتحرك بالنسبة للأولى بسرعة ع في اتجاه المحور س. وواضح أن المحورين س، الزمن ز يحدث فيهما تحويل ومن ثم لا بد أن يكون – التحويل من الشكل (١٢) وكل ما يلزمنا هو تحديد الزاوية أ التي يمكن أن تعتمد على السرعة النسبية ع[1] وحدها. ولنتأمل حركة أصل المجموعة مَ من المجموعة م في هذه الحالة سَ= صفر، وتأخذ المعادلات (١٢) الشكل: س= – ز حا أ، ز= زَ حتا أ. وإذا قسمنا واحدا على الآخر نحصل على:

---

[1] لاحظ أننا نشير في كل الكتاب بالرمز ع إلى أية سرعة نسبية منتظمة لأية مجموعتي إسناد بالرمز ء إلى سرعة جسيم يتحرك وليست بالضرورة منتظمة.

$$\frac{\text{س}}{\text{ز}} = - \text{ ظا ا.}$$

ولكن ز= ز حـ ت، $\frac{\text{س}}{\text{ز}}$ هي بوضوح السرعة ع للمجموعة مَ بالنسبة إلى م وهكذا.

$$\text{ظا ا} = \text{ت} \frac{\text{ع}}{\text{حـ}} \text{ ومن ثم تكون حا أ } = \frac{\text{ت}\frac{\text{ع}}{\text{حـ}}}{\sqrt{1 - \frac{\text{ع}^2}{\text{حـ}^2}}} \text{ ، حتا أ } = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\text{ع}^2}{\text{حـ}^2}}}$$

وإذا أدخلنا هذا التعبير عن جا ا، حتا أ في (١٢) نجد أن

$$\text{س} = \frac{\text{سَ} - \text{ت}\frac{\text{ع}}{\text{حـ}}\text{زَ}}{\sqrt{1 - \frac{\text{ع}^2}{\text{حـ}^2}}} \text{ ، ص = صَ = ش = شَ، ز} = \frac{\text{زَ} + \text{ت}\frac{\text{ع}}{\text{حـ}}\text{سَ}}{\sqrt{1 - \frac{\text{ع}^2}{\text{حـ}^2}}}$$

وإذا أدخلنا بعد ذلك ز= ت حـ ز، زَ= ت حـ زَ نحصل أخيراً على

$$\text{س} = \frac{\text{سَ} + \text{زَ}\text{ع}}{\sqrt{1 - \frac{\text{ع}^2}{\text{حـ}^2}}} \text{ ، ص = ص، ش، ز} = \frac{\text{زَ} + \frac{\text{ع}}{\text{حـ}^2}\text{سَ}}{\sqrt{1 - \frac{\text{ع}^2}{\text{حـ}^2}}}$$

وتعرف هذه التعبيرات بتحويلات لورنتز ولها أهمية أساسية في الفيزياء المعاصرة.

نواتج تحويلات لورنتز: سوف نلاحظ على الفور أنه في الحالة الحدية في الميكانيكا الكلاسيكية (حـ ← ∞) تتحول تحويلات لورنتز إلى تحويلات جاليلي القديمة (١١).

وعند ع > حـ يصبح الإحداثيان س، ز خياليين في المعادلات

(١٣) وهذا يناظر القول بأن السرعة الأكبر من ح مستحيلة. ويستحيل أيضا استخدام مجموعة إحداثيات تنتقل بالسرعة ح حيث إن مقامات الكسور في المعادلات (١٣) سوف تتلاشى.

الطول في نظرية النسبية:

والآن دع قضيب قياس ساكن في المجموعة م يقع موازيا للمحور وطوله مقاسا في المجموعة هو Δس= س٢– س١ حيث س٢، س١ هما الإحداثيان لطرفيه. ماذا يكون طول القضيب في المجموعة مَ..؟ ولكي نحدد هذا الطول يجب أن نعين موضع الإحداثيين سَ٢، سَ١ لطرفي القضيب في المجموعة مَ في اللحظة ذاتها ومن المعادلات ١٣ نحصل على:–

$$\text{س} = \frac{\text{سَ}_1 + \text{زع}}{\sqrt{1-\frac{\text{ع}^2}{\text{ح}^2}}} \quad،\quad \text{س}_2 = \frac{\text{سَ}_2 + \text{زع}}{\sqrt{1-\frac{\text{ع}^2}{\text{ح}^2}}}$$

وطول القضيب في المجموعة مَ هوΔسَ= سَ٢– سَ١ وطرح ح س١ من س٢ يعطينا:

$$\Delta\,\text{س} = \frac{\Delta\text{سَ}}{\sqrt{1-\frac{\text{ع}^2}{\text{ح}^2}}} \qquad (١٤)$$

وطول قضيب القياس هو طوله في مجموعة الإسناد حيث يكون ساكنا وإذا أشرنا إليه بالرمز ل= Δس وإلى طوله في مجموعة الإسناد

الأخرى مَ بالرمز ل نحصل على:

$$\text{ل} = \text{ل}\sqrt{1-\frac{\text{ع}^2}{\text{ح}^2}}$$

وهكذا يكون القضيب أطول في المجموعة التي يكون فيها ساكنا. وطوله في مجموعة إسناد يتحرك بالنسبة لها بالسرعة ع أقصر بمقدار العامل $\sqrt{1-\frac{\text{ع}^2}{\text{ح}^2}}$ وتعرف نتيجة النظرية هذه "بانكماش لورنتز".

وللحالة الحدية (في الميكانيكا الكلاسيكية) حيث ح← ∞ نحصل من المعادلة (١٤) على Δس= Δ سَ الأمر الذي يتفق تماما مع الأفكار الكلاسيكية فيما يتعلق بالطبيعة المطلقة للطول.

فترة الزمن في نظرية النسبية:

الآن نتأمل حادثتين تحدثان في نفس نقطة الفضاء التي إحداثياتها سَ، صَ، شَ، في المجموعة مَ والزمن بين الحادثتين تبعا لساعة ساكنة يكون في المجموعة مَ هو Δ زَ= زَ٢– زَ١.

ودعنا نجد فترة الزمن Δ ز بين الحادثتين كما هو مقيس في المجموعة م. من (١٣) لدينا..

$$\text{ز}_1 = \frac{\text{ز}'_1 + \frac{\text{ع}}{\text{ح}^3}\text{س}'}{\sqrt{1-\frac{\text{ع}^2}{\text{ح}^2}}} \text{ ، } \text{ز}_2 = \frac{\text{ز}'_2 + \frac{\text{ع}}{\text{ح}^2}\text{س}'}{\sqrt{1-\frac{\text{ع}^2}{\text{ح}^2}}}$$

وبالطرح نحصل على: $ز_٢ - ز_١ = \Delta ز \dfrac{\Delta زَ}{\sqrt{١ - \frac{ع^2}{ح^2}}}$

التي يمكن أن تكتب هكذا: $\Delta زَ = \Delta ز \sqrt{١ - \frac{ع^2}{ح^2}}$ (١٥)

إن الزمن مقاسا بساعة تتحرك مع جسم متحرك يسمى الزمن الخاص لذلك الجسم والعلاقة السابقة توضح الارتباط بين الزمن الخاص وزمن مجموعة الإسناد التي ترصد الحركة بالنسبة لها.

واضح من المعادلة (١٥) أن الزمن الخاص لجسم متحرك أقل دائما من فترة زمن مناظرة في مجموعة ساكنة. وبعبارة أخرى إن إيقاع ساعة تتحرك أبطأ من إيقاع ساعة ساكنة.

وفي الحالة الحدية في الميكانيكا الكلاسيكية ($ح \leftarrow \infty$) يقوم التساوي Δ زَ= Δ ز وهو متفق مع الأفكار الكلاسيكية حول الطبيعة المطلقة للزمن.

وهكذا تدخل نظرية النسبية تغيرات مهمة في التصورات الفيزيائية الأساسية عن الزمان والمكان. ونجد أن أفكارنا القائمة على تجاربنا اليومية تقريبات، وذلك راجع إلى كوننا في الحياة اليومية نتناول سرعات أبطأ كثيرا من ح. وتترتب على تحويلات لورنتز نتيجة أخرى مهمة من المعادلات التي تربط سرعة جسيم مادي في مجموعة ما بسرعته في مجموعة أخرى.

تركيب السرعات في نظرية النسبية:

دع مرة ثانية المجموعة مَ تتحرك بسرعة في اتجاه المحور س من المجموعة م ولتكن ء س= Δ س÷ Δ ز، مركبة السرعة لجسيم في المجموعة م، ءَ س=$\frac{\Delta سَ}{\Delta زَ}$. مركبتها في المجموعة مَ وبتفاضل المعادلات (١٣) نحصل على:

$$ء س = \frac{ء سَ + ع ء زَ}{\sqrt{١ - \frac{ع^2}{جـ^2}}} ، ء ص = ء صَ،$$

$$ء ش = ء ش، ء ز = \frac{ء زَ + \frac{ع}{جـ^1} ء سَ}{\sqrt{١ - \frac{ع^2}{جـ^2}}} ، ء ص = ءصَ،$$

وإذا قسمنا الثلاث معادلات الأولى على الرابعة نحصل على:

$$\frac{ء س}{ء ز} = \frac{ء سَ + ع ء زً}{ء زً + \frac{ع}{جـ^2} ء س} ، \frac{ء ص}{ء ز} = \frac{ءصَ \sqrt{١ - \frac{ع^2}{جـ^2}}}{ء زَ + \frac{ع}{جـ^2} ء سَ}$$

وإذا قسمنا بعد ذلك البسط والمقام للطرف الأيسر من كل من هذه المعادلات بالمقدار ء زَ نحصل على:

$$ء س = \frac{ءً س + ع}{1 + \frac{ءًس ع}{جـ^2}} ، ء س = \frac{ءصَ \sqrt{١ - \frac{ع^2}{جـ^2}}}{1 + \frac{ءًص ع}{جـ^2}} ،$$

$$\text{ش} = \frac{\text{ءشَ}\sqrt{\text{١} - \frac{\text{ع}^2}{\text{حـ}^2}}}{1 + \frac{\text{ءً ش ع}}{\text{جـ}^2}}$$

وهذه المعادلات تعطينا قانون تغير السرعة عند الانتقال من مجموعة إسناد إلى أخرى، وقاعدة تركيب السرعة في النظرية النسبية وفي الحالة الحدية حـ← ∞ تتحول إلى المعادلات: ء س= ءَ س + ع، ء ص= ءَ ص، ء ش= ءَ ش التي في الميكانيكا الكلاسيكية. وفي الحالة الخاصة بجسيم يتحرك موازيا للمحور س تكون ء س= ء، ء ص= ء ش= صفر ويكون عند ذلك ءَ ص= ءَ ش= صفر، ءَ ء= ءَ

$$\text{ء،} = \frac{\text{ءَ} + \text{ع}}{1 + \frac{\text{ءَ ع}}{\text{حـ}^2}}$$

ويتضح بسرعة من هذه المعادلة أن مجموع سرعتين كل منهما أقل أو مساو للسرعة حـ لا يمكن أن يكون أكبر من حـ.

الميكانيكا النسبية: دعنا نختبر بعض الكميات التي ينبع ذات وجودها من أعم خواص تماثل المكان – زمان. وسوف نبدأ بجسيم حر واحد.

عزم جسيم نسبي: إن بقاء عزم الجسيم الحر هو كما نعلم نتيجة مترتبة على التجانس المكاني، وفي الميكانيكا النسبية يعبر عن عزم جسيم بالمعادلة

$$P = \frac{ك}{\sqrt{١ - \frac{ع^2}{ح^2}}} \quad (١٦)$$

وعندما تكون السرعة صغيرة (ء < ح) أو في النهاية عندما تكون ح← ∞يتحول هذا التعبير إلى المعادلة الكلاسيكية p = ك ء.

ويتميز في الميكانيكا الكلاسيكية كل جسيم بكتلته ك، وكذلك في الميكانيكا النسبية يتميز كل جسيم بكتلته طالما لا تتغير قيمتها عند الانتقال من مجموعة قصورية إلى أخرى، وكما يقال في نظرية النسبية الكتلة ك للجسيم لا متغير نسبي أيضا.

طاقة جسيم نسبي: وبقاء الطاقة لجسيم حر أمر مترتب على تماثل الزمن، وفي الميكانيكا النسبية يعبر عن طاقة الجسيم بالمعادلة:

$$ق = \frac{جك^2}{\sqrt{١ - \frac{ع^2}{ح^2}}} \quad (١٧)$$

ونرى من هذا التعبير أن طاقة الجسيم في الميكانيكا النسبية لا تتلاشى حتى عندما تصبح سرعته صفرا. "وطاقة السكون" هذه أي الطاقة عندما تكون ء= صفر هي: ق= ك ح٢

وفي السرعات الواطئة ($\frac{ءً}{ج^2}$ > ١) يأخذ التعبير (١٧) الشكل:

$$ق \quad ك ح^٢ + \frac{كء^2}{2}$$

أي التعبير الكلاسيكي لطاقة الحركة لجسيم ناقص طاقة السكون. وتعطي المعادلتان (١٦)، (١٧) العلاقة بين طاقة وعزم جسيم مادي حر. $\underline{P} = \frac{ق\ ء}{ج^2}$ (١٨).

جسيم كتلته صفر:

وعندما تكون ء= ج يصبح العزم p (١٦) والطاقة ق (١٧) لجسيم لا نهائيين. وهذا يعني أن جسيما كتلته ليست صفرا لا يمكن أن يتحرك بالسرعة ج. وعزم جسيم كتلته صفر مكتوب بالشكل (١٦) يعطينا عندما تكون ء= ج عدم تحديد من شكل صفر/ صفر وقد يظل محددا وفي هذه الحالة لا بد أن تكون سرعة الجسيم دائما ج، من المعادلة (١٨) نحصل لمثل هذا الجسيم على: $P = \frac{ق}{ج}$

وهكذا تسمح الميكانيكا النسبية بوجود جسيمات كتلتها صفر تتحرك بالسرعة ج وسوف نرى فيما بعد أن ظواهر الضوء يمكن تفسيرها في حدود مثل هذه الجسيمات.

مجموعات الجسيمات النسبية:

والمعادلات السابقة تنطبق أيضا على حركة مجموع جسيم مركب من عدة جسيمات، وفي هذه الحالة يقصد بالكتلة الكلية للجسيم وبالسرعة سرعته كوحدة بذاتها. تأمل جسما ساكنا (ككل) تكون طاقته عندئذ التي نسميها "داخلية" مساوية ل ك $ج^2$ حيث ك هي كتلة الجسم

وهذه الطاقة تشمل بجانب طاقة السكون للجسيمات التي تكونه طاقة حركتها وطاقة تفاعلاتها. وبعبارة أخرى ليست ك جـ^{٢} مجرد المجموع $3_{١}$ك$_{١}$جـ^{٢} حيث ك١ هي كتلة الجسيم أ من الجسم وعلى ذلك ليست ك مساوية $3_{١}$ك$_{١}$.

وهكذا لا يعد في الميكانيكا النسبية قانون بقاء الكتلة صحيحا فكتلة جسيم مركب لا تساوي مجموع كتل مكوناته، وبدلا منه هناك قانون بقاء الطاقة وحده الذي يتضمن أيضا طاقة السكون للجسيمات. والفرق Δ ك= ك -3 ك$_{١}$ بين كتلة الجسيم المركب والكتلة الخالصة لمكوناته يسمى عجز الكتلة. والكمية ك حـ^{٢} تسمى طاقة الربط.

تأمل جسما يتكون من جزئيين كتلتهما ك$_{١}$، ك$_{٢}$ في مجموعة إسناد يكون فيها ساكنا. وتخيل أنه ينشطر فجأة إلى جزئيين سرعتاهما على التوالي ع$_{١}$، ع$_{٢}$ عند ذلك لدينا تبعا لمبدأ بقاء الطاقة:

$$\text{ك حـ}^{٢} = \frac{\text{ك}_1 \text{حـ}^2}{\sqrt{١ - \frac{\text{ع}_1^2}{\text{حـ}^2}}} + \frac{\text{ك}_2 \text{حـ}^2}{\sqrt{١ - \frac{\text{ع}_2^2}{\text{حـ}^2}}}$$

وهذه المعادلة لا تتحقق إلا إذا كانت ك > ك$_{١}$ + ك$_{٢}$ أي إذا كان عجز الكتلة Δ ك= ك= ك$_{١}$− ك$_{٢}$ موجباً. وهكذا لا يكون الانحلال التلقائي ممكنا إلا إذا كان عجز الكتلة للجسم موجبا بالنسبة إلى الأجزاء التي يتحلل إليها. وعلى العكس إذا كان عجز الكتلة سالبا يكون الجسم مستقرا ولا يمكن أن يتحلل تلقائيا وفي هذه الحالة واضح أن الانحلال لا يمكن تحقيقه إلا إذا حقنا الطاقة من الخارج بحيث تكون هذه الطاقة على الأقل مساوية لطاقة الربط Δ ك حـ^{٢}.

الجسيمات الأولية في نظرية النسبية:

دع جسيما جاسئا[1] يوضع بواسطة قوة خارجية تؤثر في إحدى نقطه في حالة حركة. إذا كان الجسم تام بالجساءة يجب أن نبدأ كل نقطة في التحرك في نفس اللحظة التي تبدأ القوة تأثيرها. وهذا أمر ممكن تماما في الميكانيكا الكلاسيكية بفضل الانتشار الفوري للضغط. ومع ذلك ليس ذلك ممكنا في نظرية النسبية. لأن ضغطا يقع على إحدى نقط جسم ما ينتقل إلى النقط الأخرى بسرعة محددة ومن ثم لا يمكن أن تبدأ كل نقط الجسم في الحركة دفعة واحدة الأمر الذي يعني أن الجسم يعاني تشويها، وهكذا تؤدي نظرية النسبية إلى أنه ليس هناك شيء من قبيل الجسم التام الجساءة.

وهذا يؤدي إلى نتائج معينة تتعلق بالجسيمات الأولية، يقصد بالجسيم الأول جسم يشترك في كل الظواهر الفيزيائية كوحدة، أي أنه لا معنى للكلام عن أجزاءه. وبعبارة أخرى تحدد تماما حالة جسيم أولي بتحديد موقعه وسرعته ككل. وظاهريا إذا كان لجسيم أولي أبعاد محددة فإنه لا يمكن تشويهه لأن تشويهه مرهون بإمكان تحريك بعض أجزاء منه مستقلة. ولكن النظرية النسبية كما وجدنا الآن ترفض تصور الجسم تام الجساءة. وهكذا نصل إلى نتيجة مهمة: لا يمكن تبعا لنظرية النسبية أن يكون للجسيمات الأولية أبعاد ممتدة، ويجب اعتبارها نقطا هندسية.

---

[1] يقصد بالجسم الجاسئ مجموعة جسيمات مادية المسافات بينها ثابتة.

الفصل الثالث

نظرية المجال الكهرامغناطيسي

المجالات:

لقد تناولنا حتى الآن خواص الجسيمات، ولقد وجدنا أن التفاعلات بين الجسيمات يمكن وصفها بواسطة تصور مجال القوة. وبدلا من أن نذكر أن جسيما يؤثر على آخر نستطيع أن نقول إن جسيما يخلق مجالا حول نفسه. وأي جسيم آخر داخل هذا المجال عرضة لتأثير قوة ما. والمجالات الكلاسيكية ليست إلا وسيلة لوصف تفاعلات الجسيمات. ولكن مسلمة تحدد سرعة انتشار التفاعلات في النظرية النسبية تغير هذه الأوضاع تغييرا ملموسا، فالقوى التي تؤثر على الجسيمات في لحظة معينة لا تحددها مواقع الجسيمات في تلك اللحظة، وأي تغيير في الموضع هذا هو أن "المجال" حقيقة فيزيائية قائمة بذاتها، ومن الخطأ أن نتكلم عن تفاعل مباشر للجسيمات عن بعد. فليس التفاعل ممكنا في أي لحظة إلا بين النقط المتجاورة من الفضاء (النواحي المتلاصقة أو التفاعلات المتلامسة) ومن ثم فإن ما يجب أن يدخل في اعتبارنا فعلا هو التفاعل بين جسيم ومجال يتبعه تفاعل بين المجال وجسيم آخر. دعنا نرى ماذا يقصد بالكيان الفيزيائي

المسمى "مجالا" وسوف نتناول نوعين من المجال: الجاذبي والكهرامغناطيسي.

أولا : "المجال الكهرامغناطيسي"

الإلكتروديناميكا الكلاسيكية :

إن المجال لا تظهر خواصه إلا في التفاعل مع الجسيمات، ويتبع ذلك إذا كان المجال يتميز بالأثر الذي يؤثر به على حركة الجسيمات فيه. وهكذا يكون مجالان متماثلان فيزيائيا إذا كان لهما في أي لحظة نفس التأثير على جسم في أي نقطة في الفضاء.

الشحنة الكهربائية لجسيم :

وتفاعل مجال كهرامغناطيسي مع جسيم تحدده كمية واحدة يتميز بها ذلك الجسيم هي شحنته[١] وقد تكون الشحنة موجبة أو سالبة أو صفرا. وهكذا نميز بين الجسيمات المشحونة وغير المشحونة أو المتعادلة.

مجال جسيم ساكن :

وسوف نبدأ بأبسط حالة لمجال منتظم كهربائي أو كهروستاتيكي كما يسمى عادة وهو مجال تخلقه الجسيمات المشحونة الساكنة. في مثل هذا المجال توجد قوة تؤثر على جسيم شحنته e، مقدارها

---

[١] شحنة الجسيم تعريفا لا متغير أنها لا تعتمد على اختيار مجموعة الإسناد.

$$ق=\frac{e\,e_1}{ر^2} \quad (١٩)$$

حيث e هي الشحنة المسئولة عن المجال، ر البعد بين الشحنتين e، e_1 ويعرف هذا "بقانون كولومب". ومن السهل الآن أن نحدد طاقة تفاعل الشحنتين لأننا إذا وضعنا أمامنا العلاقة المعروفة جيدا

ق= $\frac{ء}{ء ر}$ تعطينا المعادلة (١٩) $U=\frac{e_1}{ر}$ (٢٠).

وسوف لا تتغير معادلات القوة وطاقة الوضع إذا تغيرت إشارة كلا الشحنتين موحية بهذا الشكل بأن اسم الشحنة – موجبة أو سالبة – حكمي بحت والمهم هو الاختلاف في الإشارة.

ويتبع المعادلة (٢٠) أن طاقة الوضع قد يكون لها إشارات مختلفة، فهي موجبة عندما يكون لكل الشحنتين نفس الإشارة وسالبة عندما يكون لهما إشارتان مختلفتان. وهذا يناظر الحقيقة المشاهدة من تنافر وتجاذب الشحنات(١). والكميات التي يتميز بها مثل هذا المجال الكهربائي هي "الشدة" أو "قوة المجال".

$$E=\frac{ق}{e_١} \quad (٢١)$$

وهي القوة المسندة إلى وحدة الشحنة "والجهد"

(١) طالما أن طاقة وضع الجسيمات المتفاعلة تختار دائما بحيث تصبح صفرا عندما تكون المسافة بينهما ما لا نهاية وفي هذه الحالة يمكن إهمال التفاعل فإن إشارة طاقة الوضع يحددها نمط التفاعل سواء كان تجاذبا أم تنافرا وهي موجبة للتنافر وسالبة للتجاذب.

$$\emptyset = \frac{U}{e_{١}} \qquad (٢٢)$$

وهو الطاقة المسندة إلى وحدة الشحنة.

وباستخدام المعادلات (١٩)، (٢٠) يمكن إعادة كتابة المعادلتين (٢١)، (٢٢) على هذه الصورة.

$$E = \frac{e}{2_{ر}}$$

$$\emptyset = \frac{e}{ر}$$

وهاتان المعادلتان تعطينا الشدة والجهد لمجال في نقطة تقع على بعد ر من الشحنة التي تؤكد المجال.

مجال مجموعة من الشحنات:

إذا كان لدينا مجموعة من الشحنات ينبغي علينا أن نبدأ لكي نقيم شكل المجال من الخاصية التالية وهي خاصية مهمة جدا للمجال الكهرامغناطيسي. إن التجربة توضح أن المجالات المغناطيسية تطيع ما يسمى مبدأ التراكب وهذا معناه أنه إذا ولدت شحنة ما مجالا وولدت شحنة أخرى مجالا آخر فإن المجال الناتج عن كلا الشحنتين معا يمثل مجرد إضافة المجالين. وهذا بدوره معناه أن قوة المجال الناتج في أي نقطة مساوية لمجموع المتجهات لشدة المجال في تلك النقطة.

تأمل مجموعة من عدة جسيمات مشحونة، ودعنا نحدد المجال المتولد عن هذه المجموعة في نقطة بعيدة جدا عن المجموعة. إنه تبعا لمبدأ التراكب مساو لمجموع المجالات المتولدة عن كل شحنة وعلى ذلك يكون لدينا:

$$E = \frac{e_1}{\text{ر}^2} + \frac{e_2}{\text{ر}^2} + \frac{e_3}{\text{ر}^2} + \ldots\ldots\ldots\ldots$$

ونحن لا نكتب مجموعا متجها لأننا نفترض أن الجسيمات محتواة في حجم ضئيل جدا وأن اتجاه المتجهات القطرية لجميع الجسيمات واحد، وعلى ذلك يمكن كتابة المعادلة السابقة هكذا:

$$E = \frac{e_3 + e_2 + e_1}{\text{ر}^2}$$

قانون بقاء الشحنة :

ونرى أن الفرق الوحيد بين مجال جسيم بسيط وجسيم مركب هو أنه بدلا من الشحنة e يكون لدينا مجموع الشحنات $e_1 + e_2 + e_3 + \ldots$ وهذه العلاقة تعبر عن قانون بقاء الشحنة، وهذا يوضح أن شحنة مجموعة من الشحنات تساوي مجموع الشحنات المكونة. تأمل مجموعة من الشحنات النقطية، إن طاقتها يمكن تحديدها من التعبير (٢٠) الذي يعطينا طاقة التأثير المتبادل بين شحنتين.

طاقة مجموعة من الشحنات :

ودعنا من أجل السهولة الرياضية – أي حتى تكون المعادلات

متماثلة الشكل – نكتب هذا التعبير بتسمية أخرى. U $= \frac{e_2 e_1}{ر}$

نستطيع إذا أدخلنا جهدي المجالين المتولدين عن الشحنتين e_1، e_2

$\emptyset_١ = \frac{e_2}{ر}$ ، $\emptyset_٢ \frac{c_1}{ر}$ أن نكتب المعادلة (٢٣) هكذا:

$$U = \frac{1}{2}(\emptyset_١ e_1 + \emptyset_٢ e_2)$$

وإذا عممت إلى عدد حكمي من الشحنات تعطينا المعادلة. U $= 3e_1 \frac{1}{2} \emptyset_١$

حيث $\emptyset_١$ هو جهد المجال المتولد عن كل الشحنات عند نقطة تحديد موضع الشحنة e_1.

الطاقة الذاتية لجسيم:

وإذا طبقنا هذه المعادلة على جسيم أولي مشحون واحد (إلكترون مثلا) والمجال المتولد عنه وصلنا إلى نتيجة أن الشحنة يجب أن يكون لها طاقة وضع "ذاتية" مساوية ل $\frac{e^{\emptyset}}{2}$ حيث $\emptyset$ جهد المجال الذي تصنعه الشحنة في موضع الشحنة. ولكنا نعلم في نظرية النسبية أن الجسيم الأولي يجب النظر إليه باعتباره نقطة. ومن الناحية الأخرى أن الجهد $\emptyset = \frac{e}{ر}$ يصبح لا نهائيا في النقطة ر= صفر – وهكذا ينبغي تبعا للإلكتروديناميكا أن يكون للإلكترون طاقة ذاتية لا نهائية، وتبعا لذلك كتلة لا نهائية (وهي خارج قسمة الطاقة على ج٢) ويوضح فساد هذه

النتيجة فيزيائيا. أن المبادئ الأساسية للإلكتروديناميكا تدفعنا بالضرورة إلى استنتاج أن مجال تطبيقها مقيد.

ويمكن أن نلاحظ أن الطاقة الذاتية اللانهائية والكتلة اللانهائية اللتين تقدمهما النظرية الإلكتروديناميكية تجعل من المستحيل أن نبحث في إطارها عما إذا كانت كل كتلة الإلكترون كهرامغناطيسية (أي هل هي مرتبطة مع الطاقة الكهرامغناطيسية الذاتية للجسيم).

حدود تطبيق الكهراديناميكا الكلاسيكية:

وطالما بدا أن التصور الخاطئ فيزيائيا حول لا نهائية الطاقة الذاتية لجسيم أولي راجع إلى ضرورة اعتبار مثل هذا الجسيم نقطة فإننا نستطيع أن نستخلص أن الإلكتروديناميكا كنظرية فيزيائية قائمة بذاتها منطقيا تصبح متعارضة داخليا عندما نتناول مسافات صغيرة جدا. وقد نتساءل عما يمكن أن تبلغه مقادير هذه المسافات، وسوف تتوفر الإجابة إذا لاحظنا أن الطاقة الكهرامغناطيسية الذاتية لإلكترون ينبغي أن تكون بمقدار طاقة السكون ك حـ^{2}. وإذا اعتبرنا من الناحية الأخرى أن للإلكترون بعدا مقداره صفر فإن طاقة وضعه الذاتية سوف تبلغ مقدار $\frac{2e}{\text{صفر}}$ لضرورة أن تكون الكميتان من نفس الدرجة أي $\sim \frac{2e}{\text{صفر}}$ ك جـ٢ نحصل على[1]: أي صفر $\sim \frac{2e}{\text{ك جـ٢}}$ وهذه المعادلة تعين حدود تطبيق الإلكتروديناميكا التي نشأت من قضاياها الأساسية، ومع ذلك ينبغي أن

---

[1] تسمى الكمية صفر= $\frac{2e}{\text{ك جـ}2}$ "نصف قطر الإلكترون الكلاسيكي" وتساوي حوالي ١٠ – ١٣ سم.

نلاحظ أن الحدود التي أوضحناها لتطبيق الإلكتروديناميكا ترجع في الواقع بصورة أكبر إلى الظواهر الكماتية[٢].

معادلات ماكسويل:

لقد اختبرنا التصورات الأساسية لنظرية المجال الكهرامغناطيسي أو الإلكتروديناميكا الكلاسيكية كما تسمى في أبسط مثال لمجال منتظم. والآن دعنا نبحث حالة مجال كهرامغناطيسي حكمي (أيا كان) ونشتق المعادلات التي تصفه. إن أي حل لمعادلة مجال يجب أن يصف مجالا يمكن إنتاجه في ظروف واقعية، وتبعا لمبدأ التراكب ينبغي أن يمثل مجموع أي مجالات مماثلة مجالا قادرا على أن يولد فيزيائيا ثانية. أي أنه يجب أن يحقق معادلات المجال. وإحدى خواص المعادلات التفاضلية الخطية هي أن مجموع أي حلول للمعادلة يكون أيضا حلا لها، وتبعا لذلك يجب أن تكون معادلة المجال معادلة تفاضلية خطية. ومجموعة المعادلات الآتية التي تصف مجالا كهرامغناطيسيا تعرف بمعادلات ماكسويل وهي المعادلات الأساسية وديناميكا[١]

لا تغير معادلات المجال: ولما كان المجال كيانا نسبيا فإنه من الواضح أن معادلات ماكسويل يجب أن تكون لا متغيرة بالنسبة إلى تحويلات لورنتز.

---

(٢) تتدخل التأثيرات الكماتية عند مسافات تبلغ $\frac{\text{ه}}{\text{ك جـ}}$ أي ١٠ $^{-١٠}$ سم حيث ه ثابت بلانك.

[١] لاحظ أن معادلات ماكسويل تفترض عموما معرفة توزيع وحركة الشحنات في الفضاء وأن المجال الناتج عنها يوجد باعتباره حلا للمعادلات.

قوانين تحويل المجال: وقوانين تحويل المجال تكشف عن كون مقادير المجالين الكهربائي والمغناطيسي مثل معظم الكميات الفيزيائية نسبية أي أنها مختلفة في مجموعات الإسناد المختلفة. وعلى الأخص قد يكون مجالا كهربائيا أو مغناطيسيا صفرا في مجموعة إسناد ويكون موجودا في مجموعة أخرى.

قوانين البقاء في الإلكتروديناميكا:

ولما كان المجال بفضل نهائية سرعة انتشار التأثيرات يجب أن يعتبر مجموعة مستقلة لها "درجات حرية" خاصة فإنه يجب أن يكون له ظاهريا طاقة وعزم خطي وعزم زاوي. وواضح أيضا أن كل قوانين البقاء المناظرة يجب أن تنطبق على كل من المجال الحر والمجال الذي توجد به شحنات.

المجالات في الفراغ:

ولمعادلات ماكسويل خاصية مهمة جدا وهي أن حلها في الفراغ لا يحتاج إلى أن يكون صفرا، ومعنى هذا أن مجالا كهرامغناطيسيا يمكن أن يوجد حتى في غياب أي شحنات.

الأمواج الكهرامغناطيسية:

والمجالات الكهرامغناطيسية في الفراغ بدون شحنات تسمى الأمواج الكهرامغناطيسية، ومثل هذا المجال في غياب الشحنات لا بد بالضرورة أن يكون متغيرا وهذا ناشئ عن نفس شكل معادلات المجال.

الأمواج المستوية:

"والموجة المستوية" حالة خاصة من الأمواج الكهرامغناطيسية يعتمد فيها المجال على إحداثي واحد وليكن س (وعلى الزمن) وتأخذ حلول معادلات المجال في هذه الحالة شكل.

$f = f_{١}$ (س − حـ ز) + $f_{٢}$ (س + حـ ز).

حيث f هو أي مركبة متجه يميز المجال و $f_{١}$، $f_{٢}$ دوال حكمية.

خذ مثلا $f_{٢}$ = صفر عندما تكون $f = f_{١}$ (س− حـ ز).

ودعنا نبحث معنى هذا الحل. إن المجال يتغير مع الزمن في كل مستوى س= ثابت وهو مختلف في أي لحظة معلومة للقيم المختلفة ل س. وللمجال كما هو واضح نفس القيمة للإحداثيات س، الأزمنة ز محققا العلاقة س − حـ ز = ثابت ي أي: س = ثابت + حـ ز.

وهذا يعني أنه إذا كانت عند زمن ز = صفر. قوة مجال في نقطة ما س في الفضاء لها قيمة ما معينة فإنها سوف يكون لها بعد فترة ز نفس القيمة على مسافة ح ز بطول المحور س من نقطة الابتداء. ونستطيع أن نقول إن كل قيم المجال الكهرامغناطيسي تنتقل خلال الفضاء بطول المحور س بالسرعة ح.

وهكذا تمثل f (س − حـ ز) موجة مستوية في الاتجاه الموجب ل س ومن الواضح أن هذه الأمواج تنتشر مستقلة الواحدة عن الأخرى أي بدون أن تتبادل التأثير.

وهكذا أخذت حلول معادلات ماكسويل للفضاء الفارغ (في غياب الشحنات) شكل الأمواج المنتقلة. وسرعة انتشار الأمواج الكهرامغناطيسية، بما فيها الضوء، في الفراغ مساوية للثابت العام ح[١].

الموجة البسيطة أو موجة اللون الواحد:

ومن المفيد أن نلاحظ أن النسبة بين طاقة وعزم موجة كهرامغناطيسية هي نفس النسبة في حالة الجسيمات التي تنتقل بالسرعة ح وهناك حالة خاصة مهمة جدا هي الأمواج الكهرامغناطيسية التي تكون مجالاتها دوال متجانسة بسيطة للزمن وتعرف هذه الأمواج بأمواج اللون الواحد ويحدد الاعتماد على الزمن لكل الكميات (مكونات متجهات قوة المجال) بالنسبة لموجة اللون الواحد بمعامل من شكل جتا ω ز حيث ω هو تردد الموجة ودورة الموجة تساوي ٢ط / ω.

وبالنسبة إلى موجة مستوية تنتقل في الاتجاه الموجب ل س يكون المجال دالة ل س – ح ز فقط وعلى ذلك إذا كانت موجة مستوية واحدة اللون فإن مجالها يكونا دالة متجانسة بسيطة لـ س – ح ز.

ولنفرض f أي مكون للمتجهات المميزة لمجال عندئذ تكون f لموجة اللون الواحد هي ما يعبر عنه أحسن تعبير باعتباره الجزء الحقيقي من التعبير المركب[٢].

---

[١] هذا هو السبب في أن ح يشار بها إلى سرعة الضوء.

[٢] تستعمل بكل يسر تعبيرات مركبة بالنظر إلى خطية معادلات ماكسويل. وهذا يتيح أن تنجز كل العمليات لا بتغيرات مثلثية بل بتغييرات أسية أبسط تذهب عندئذ إلى جزئها الحقيقي. وسوف تستخدم مستقبلا التسمية المركبة مفترضين دائما الجزء الحقيقي من التعبير المناظر.

$$f = أ\, e\left[-\, ت\, \omega \left(ز - \frac{س}{ح}\right)\right]$$

حيث أ ثابت يسمى السعة. وتسمى الكمية $\lambda = \frac{2\, ط\, ح}{\omega}$ طول الموجة وهي تعطينا دورة تغير مجال في الإحداثي س في زمن معلوم ز، وإذا أدخلنا وحدة متجه ن في ا تجاه انتشار الموجة يمكن كتابة المعادلة (٢٤) كما يلي: $f = أ\, e\left[-\, ت\, \left(\omega\, ز - \frac{\omega}{ح} ن\, ز\right)\right]$. والمتجه $k = \frac{\omega}{ح}\, ن = \frac{2ط}{\lambda}\, ن$ يسمى متجه الموجة وتبعا لذلك توصف موجة اللون الواحد المستوية بالتعبير. $f = أ\, e\left[ت\, (k\, ز - \omega)\right]$ (٢٥)

ويسمى التعبير بين قوسين طور الموجة.

تداخل الأمواج:

لنفرض موجتين f_1، f_2 تنتشران في نفس الاتجاه، ولنفرض أن ذبذباتهما في نفس الاتجاه أيضا. أنهما سوف يعطياننا موجة واحدة دالتها هي: $f = f_1 + f_2$.

وسيكون متوسط شدة الموجة (الذي يحدده مربع المجال) له الشكل:

$$f^{٢} = f_{١}^{٢} + f_{٢}^{٢} + ٢\, f_{١}\, f_{٢} \qquad (٢٦)$$

وهكذا لا يكون متوسط شدة الموجة الناتجة عموما مجموع متوسط شدة الموجات المكونة. وتعرف هذه الظاهرة بالتداخل. وإذا

كانت المعادلة (٢٦) لا تضم ناتج الموجتين (أي إذا كان f_1f_2 = صفر) لا يحدث تداخلا والمتساوية الأخيرة تعني بدورها أن كلا الموجتين مستقلتان فيزيائيا (أنهما تأتيان من مصدرين مختلفين) لأنه إذا كانت موجتان مستقلتان عن بعضهما فإن متوسط الناتج $f1f2$ يساوي الناتج $f1$٢f لمتوسط قيمتي $f1$، $f2$ وطالما كان كلاهما صفرا [متوسط المضاعفين المهتزين من الشكل أ س ($\underline{+}$iω ز) يكون صفرا] فإن f_1f_2 = صفر.

البصريات الهندسية:

وإحدى خواص موجة مستوية هو أن اتجاه انتشارها وسعتها ثابتان في أي مكان. والموجات الكهرامغناطيسية الحكمية ليست لها هذه الخاصية. ولو أن هذا ليس صحيحا عند الموجات الكهرامغناطيسية في الحالة العامة القصوى فإنها في الحيز الصغير من الفضاء يمكن تناولها كموجات مستوية. لأجل هذا ينبغي ظاهريا أن تتغير بدرجة محسوسة سعة واتجاه الموجة في مسافة تبلغ طول الموجة.

جبهة الموجة:

وإذا توفر هذا الشرط نستطيع إدخال تصور جبهة الموجة باعتباره سطحا تكون للموجة في جميع نقطه نفس الطور في لحظة معلومة وجبهة الموجة لموجة مستوية هو مستوى عمودي على اتجاه الانتشار. ويمكن أن نفترض في حيز صغير من الفضاء أن أي موجة سيارة تنتقل عموديا على جبهة الموجة. وثمة تصور أساسي في البصريات

الهندسية هو تصور شعاع الضوء ومماسه في أي نقطة يكون في اتجاه انتشار الموجة. والبصريات الهندسية تعالج الانتشار الكهرامغناطيسية على الأخص للضوء كما تعالج انتشار الإشعاع متجاهلة طابعه الموجي أي تسمح لطول الموجة أن يؤول إلى الصفر، وهكذا لا تكون قوانين البصريات الهندسية صحيحة تماما إلا عندما نفترض طول الموجة متناهي الصغر[1]. وكلما ابتعدنا عن هذا الظرف كان هناك انحراف أكبر عن قوانين البصريات الهندسية.

حيود الموجة:

والظاهرة التي تشاهد نتيجة لهذه الانحرافات تسمى حيودا. ويمكن أن يشاهد الحيود عندما توضع عقبة في مسار موجة كهرامغناطيسية أو عندما نجعل موجة تمر خلال فتحة في شاشة معتمة. وتتنبأ البصريات الهندسية بأن الظل خلف الشاشة يجب أن يكون محددا تحديدا قاطعا، ومع ذلك يولد الحيود شدة نمطها غاية في التعقيد وذلك في حلقات الجزء المنير وتبدو الظاهرة بوضوح أكثر كلما صغرت الشاشة أو الفتحة وكلما طالت الموجة. وترجع ظواهر الحيود مباشرة إلى التداخل، ويبدو هذا بوضوح تام في التجربة التالية:

دع شاشة بها شقان ضيقان توضع في مسار موجة كهرامغناطيسية، ويولد الشعاع الذي يمر بأحد هذين الشقين نمطا معينا

---

[1] يمكن تطبيق البصريات الهندسية على الحلول الحقيقة نظرا لصغر أطوال الموجات محل البحث مقارنة بالمتغيرات الخاصة للمشكلة.

من الشدة على شاشة خلف الشق عندما يكون الشق الآخر مغلقا ونشاهد نمطا مماثلا عندما يمرر الشعاع خلال الشق الثاني وحده ولكن عندما يمر الشعاع خلال كل الشقين في وقت واحد لا يكون النمط خلف الشاشة هو نمط التراكب البسيط للنمطين الأصليين إذ يشاهد تغير في الشدات راجع إلى التداخل.

إشعاع الموجة:

لقد بدأنا التعرف على التصورات الأساسية لنظرية المجال الكهرامغناطيسي بمجال منتظم ناتج عن شحنات في حالة سكون ثم تناولنا مجالات متغيرة خالية من الشحنة، والآن دعنا نختبر بعض خواص – مجالات متغيرة بها شحنات تتحرك كيفما اتفق.

تأمل مجالا نشأ عن مجموعة من الشحنات المتحركة كبيرة البعد عن هذه المجموعة (كبيرة بالمقارنة بحجم المجموعة) وفوق ذلك إذا كانت المسافات كبيرة بالمقارنة أو بطول الموجات الكهرامغناطيسية التي تشعها المجموعة فإن الأمواج يمكن أن تعالج في القطاعات الصغيرة من المجال على أنها مستوية.

وطالما كنا نتناول مجموعة من الجسيمات تتحرك في حيز محدد الوضع من الفضاء فإن الشحنات تكون متحركة بعجلة، ويتبع هذا أن الشحنات المعجلة تكون وحدها قادرة على الإشعاع إذ أن الشحنات التي تتحرك بحركة منتظمة وفي خط مستقيم لا تشع، وهذا طبعا يتبع

أيضا مبدأ النسبية حيث إن شحنة تتحرك بانتظام يمكن بحثها في مجموعة قصورية تكون فيها ساكنة والشحنات الساكنة لا تشع. وإلى ذلك فكما أن المجالات لها طاقة فإن الإشعاع الكهرامغناطيسي يتطلب نقل الطاقة.

الفصل الرابع

نظرية مجال الجاذبية

ثمة نمط آخر من المجال في الطبيعة يسمى مجال الجاذبية، وكل الاعتبارات العامة المتعلقة بالمجالات باعتبارها كيانات منسبة كالتي قدمناها مرتبطة مع المجال الكهرامغناطيسي صحيحة ظاهريا بالنسبة لمجال الجاذبية أيضا[١].

مجال الجاذبية:

والخاصية الأساسية للمجالات الجاذبية هي أن جميع الأجسام دون التفات إلى الكتلة أو الشحنة تتحرك فيها بنفس الكيفية (طبعا ما دامت الحالة الابتدائية واحدة) وهكذا تكون قوانين السقوط الحر في مجال جاذبية الأرض واحدة لجميع الأجسام بصرف النظر عن الكتلة أنها جميعها تحصل على نفس العجلة[٢].

مبدأ التكافؤ:

وهذه الخاصية للمجال الجاذبي تقيم تشابها مهما بين حركة جسم تحت تأثير الجاذبية وجسم خارج نطاق أي مجال خارجي نظر إليه من

---

[١] وهذا هو السبب في أننا بدأنا على الفور بوجهة النظر النسبية.

[٢] ينبغي أن نلاحظ أن هذا ليس نفس الوضع مع المجالات الإلكترامغناطيسية حيث تعتمد العجلة على النسبة بين شحنة الجسم وكتلته وهي تختلف طبعا باختلاف الأجسام.

وجهة نظر إطار إسناد لا قصوري. إن الحركة الحرة في مجموعة إسناد قصورية تكون دائما منتظمة وفي خط مستقيم، وإذا كانت سرعتان عند الابتداء متشابهتين فإنهما ستظلان كذلك طول الوقت، وعلى ذلك إذا كنا نبحث الحركة الحرة في مجموعة لا قصورية فإن جميع الأجسام سوف نجد أنها تتحرك بنفس الطريقة بالنسبة لها. والنتيجة هي أن خواص الحركة في إطار إسناد لا قصوري هي نفس الخواص كما في مجموعة قصورية لها مجال جاذبي. أو بعبارة أخرى: إن مجموعة إسناد لا قصورية تكافئ مجالا جاذبيا، ويعرف هذا بمبدأ التكافؤ.

تأمل الحركة في مجموعة إسناد تتحرك بعجلة منتظمة.. إن الأجسام مهما كانت كتلتها التي تتحرك بحرية في مثل هذه المجموعة سوف يكون لها كلها نفس العجلة المنتظمة مساوية في المقدار وفي عكس اتجاه عجلة مجموعة الإسناد[١].

وهذا هو نوع الحركة التي تشاهد في مجال جاذبي منتظم متجانس كمجال الأرض (أو في أجزاء صغيرة منه حيث يمكن اعتباره متجانسا)، وهكذا تكون مجموعة الإسناد منتظمة العجلة متكافئة لمجال خارجي منتظم متجانس، وثمة حالة أعم قليلة وهي حالة مجموعة الإسناد التي تتحرك موازية لنفسها في خط مستقيم بعجلة غير منتظمة واضح أنها متكافئة لمجال جاذبي متجانس ولكنه متغير.

---

[١] انظر المعادلة (٩) ص (١٤).

بعض الملامح الخاصة:

ويجب أن نلاحظ مع ذلك أن المجالات المكافئة لمجموعات الإسناد غير القصورية ليست مطابقة على وجه الإطلاق للمجالات الجاذبية الحقيقية الموجودة أيضا في المجموعات غير القصورية. أي أنه ثمة فرق كبير فيما يتعلق بخواصها في ما لا نهاية. فعلى بعد لا نهائي عن جسم مسئول عن مجال يميل مجال جاذبي حقيقي دائما نحو الصفر، ولكن من الناحية الأخرى تزيد المجالات المكافئة للمجموعات غير القصورية لا نهائيا في ما لا نهاية، أو على الأقل تظل محدودة. مثال ذلك قوى الطرد المركزية التي تنشأ في مجموعة إسناد تدور تزيد إلى ما لا نهاية مع البعد عن محور الدوران بينما يظل مجالا مكافئا لمجموعة إسناد معجلة تتحرك في خط مستقيم واحد في الفضاء كله إلى ما لا نهاية.

وتختفي المجالات المكافئة لمجموعة الإسناد اللا قصورية بمجرد أن ينتقل المرء إلى مجموعة قصورية، ومع ذلك لا يمكن استبعاد المجالات الجاذبية "الحقيقية" التي توجد أيضا في مجموعات الإسناد القصورية بأي اختيار لمجموعة الإحداثيات.

وهذا ناشئ عن الاختلاف سالف الذكر بين حالات اللا نهاية لمجالات الجاذبية "الحقيقية" والمجالات المكافئة لمجموعات الإسناد اللا قصورية. وحيث إن الأخيرة لا تؤول عند اللانهاية إلى الصفر فإنه

واضح أننا مهما كان اختيار مجموعة الإسناد لا نستطيع استبعاد المجالات الحقيقية التي تتلاشى عند اللا نهاية.

وكل ما يمكن إنجازه عن طريق اختيار حكيم لمجموعة الإسناد هو استبعاد مجال جاذبي في حيز من الفضاء كافي الصغر لاعتبار المجال فيه متجانسا (أثناء فترة صغيرة من الزمن) ويمكن إنجاز ذلك باختيار مجموعة تتحرك بعجلة مساوية للعجلة التي يحصل عليها جسيم وضع في الحيز المعلوم من المجال.

وهذه الملاحظات تشير إلى أن مبدأ التكافؤ كما هو مطبق على مجالات الجاذبية الحقيقية لا يكون صحيحا عموما إلا في حالات المناطق الصغيرة من الفضاء حيث يمكن اعتبار المجال بدقة كما لو كان متجانسا (أثناء فترة صغيرة من الزمن).

مجموعات الإحداثيات المنحنية:

وحتى نشتق نتائج أخرى من القضايا السابقة يجب بحث مبدأ التكافؤ تطبيقيا، ولنتأمل مجموعة إسناد لا قصورية مَ تدور بسرعة منتظمة بالنسبة إلى مجموعة قصورية م حول محورهما المشترك ص ودعنا نكتب المعادلة الخاصة بكل من هاتين المجموعتين، ثم نقارنهما. ودعنا نذكر أن الفاصل الزمكاني في مجموعة محاور كارتيزية يعبر عنه بالصورة.

$$\text{ء ف}^{٢} = \text{ح}^{٢}\,\text{ء ز}^{٢} - \text{ء س}^{٢} - \text{ء ش}^{٢} - \text{ء ص}^{٢} \qquad (٢٧)$$

ونحن نعرف أيضا أن الفاصل يظل كما هو أثناء الانتقال إلى أي مجموعة قصورية أخرى بالنسبة إلى تحويلات لورنتز، ومع ذلك عندما تتدخل مجموعة إسناد لا قصورية يتغير شكل ء ف٢ وهكذا نجد في حالتنا لمجموعة إحداثيات تدور.

س= سَ جتا Ω ز – شَ حا Ω ز

ش= سَ جا Ω ز + شَ جتا Ω ز

ص= صَ

حيث Ω هي السرعة الزاوية للدوران ويأخذ الفاصل زمن مكان الشكل:

ء ف^{٢}= [ح^{٢} – Ω^{٢} (سَ^{٢} + شَ^{٢})] ء ز^{٢}– ء سَ^{٢}– ء شَ^{٢}
+ ء صَ^{٢} + ء Ω شَ ء سَ ء ز – ٢ Ω سَ ء شَ ء ز (٢٨)

ومهما كان قانون تحويل الزمن فإنه لا يمكن اختزال هذا التعبير عن ء ف٢ إلى الشكل (٢٧).

وهكذا يكون مربع الفترة في مجموعة إسناد لا قصورية تربيعي الشكل العام لتفاضلات الإحداثيات، ومعنى هذه النتيجة على الأخص أن مجموعة الإحداثيات رباعية الأبعاد (لها إحداثي زمن واحد) منحنية بالنسبة إلى مجموعات الإسناد اللا قصورية. وتعبير الفاصل يحدد كل

الخواص الهندسية للزمن – مكان في مجموعة إحداثيات منحنية معلومة أو كما يقولون هو مقياس الفضاء الزمكاني.

الخواص اللا إقليدية للزمن مكان وطبيعة المجال الكهرامغناطيسي:

وتكشف مقارنة بين التعبيرين (٢٧)، (٢٨) عندما نعود إلى مجموعة الإسناد الدوارة عن أن الخواص الهندسية للمكان تعاني تغيرا عندما ننتقل من مجموعة إسناد قصورية إلى مجموعة إسناد لا قصورية. وتصبح الهندسة لا إقليدية تتميز عن الهندسة الإقليدية المتفق عليها.

وأخيرا نستطيع عندما نطبق مبدأ التكافؤ على حالتنا (أي مجموعة إسناد لا قصورية تكافئ مجموعة إسناد قصورية لها مجال جاذبي مقابل) أن نستخلص النتيجة التي مؤداها أن المجال الجاذبي لا يمثل شيئا أكثر من تغير في الخواص الهندسية للمتصل زمن – مكان (أي تغير في المقياس).

ويمكن إيضاح ما تقدم إذا ما تأملنا المثل البسيط لمجموعة إسناد دوارة، وهي بالذات مرسومة في المستوى سَ شَ لمجموعة مَ مركزها محور الدوران. وتكون النسبة بين المحيط ل وقطر الدائرة ٢ نق إذا لم يكن ثمة دوران (ط) أما في حالة الدوران فإن جميع وحدات الطول في محيط الدائرة تعاني بالنسبة إلى المجموعة القصورية م انكماشا لورنتيزيا بينما تظل وحدات قطر الدائرة (وهي عمودية على السرعة) دون تغير ونتيجة لذلك لا تعد النسبة $\frac{\text{ل}}{\text{٢نق}}$ مساوية ل ط، ونجد

أن العلاقات الهندسية في المجموعات اللا تصورية لا إقليدية مختلفة بهذا الشكل عن المجموعات القصورية، وفوق ذلك فإنه لو كانت هناك ساعتان متماثلتان تدوران في المجموعة مَ واحدة على محيط الدائرة الأخرى في مركزها فإن راصدا في المجموعة م سوف يجد أن الساعة الأولى تجري أبطأ مما تجري الساعة الأخرى ونشاهد طبعا نفس الشيء داخل المجموعة م[1]. وهكذا تتغير أيضا خواص الزمن عند الانتقال إلى مجموعة إسناد لا قصورية.

فترات الأطوال والزمن في نظرية النسبية العامة :

لقد أوضحنا أن فترات الزمن تعتمد على المجال الجاذبي، ويلاحظ على الفور مما سبق أن المسافات بين الأجسام تتأثر أيضا بالجاذبية. إن وجود مجال جاذبي يعني تغيرا في القياس الزمكاني بحيث تكون على الأخص تغيرات القياس المكاني في الحالة العامة متوقفة على الزمن، وهذا يقودنا إلى أن الأجزاء المكونة لمجموعة ما لا يمكن أن تكون في حالة سكون بالنسبة إلى بعضها.

ويبدو بوجه خاص العجز عن تحاشي مثل هذه التشويهات واضحا نظرا لأنه كما رأينا الآن في الفضاء اللا إقليدي لا تكون النسبة بين محيط الدائرة ونصف قطرها ٢ ط وأنها بوجه عام تتغير مع الزمن وعلى ذلك حتى لو ظلت المسافات بين الأجسام بطول نصف القطر

---

[1] يمكن استخدام مبدأ التكافؤ في تفسير هذه النتيجة كما لو كانت تعني تغيرا في إيقاع ساعة نسبية مجال جاذبي فإذا وضعت إحدى الساعتين المتماثلتين في مجال جاذبي فإننا في الحال سنجدها أبطأ من الأخرى.

كما هي ولم تتغير فإن المسافات بطول المحيط يجب أن تتغير والعكس بالعكس، ومن ثم فإن موقع الأجسام المكونة لمجموعة ما بالنسبة لبعضها لا يمكن اعتباره كما لو كان غير قابل للتغير.

مجموعة الإسناد في نظرية النسبية العامة:

وثمة ملاحظة نلجأ إليها ارتباطا مع ما تقدم وهي تتعلق بالتصور "مجموعة الإسناد" في وجود مجال جاذبي. طالما ظل المجال الجاذبي بعيدا عن مسرح الحوادث نستطيع أن نستخدم كمجموعة إسناد أي مجموعة من الأجسام مسافاتها ثابتة أي ساكنة بالنسبة إلى بعضها. ويجعل المجال الجاذبي هذا مستحيلا نظرا لأنه كما رأينا تصبح فكرة كون الأجسام ساكنة بالنسبة إلى بعضها لا معنى لها.

وتبعا لذلك سوف يكون ضروريا لأن نحدد بدقة مواقع الأجسام في الفضاء ذي المجال الجاذبي أن يكون لدينا مجموعة تشمل عددا لا نهاية له من الأجسام يملأ كل الفضاء. ومثل هذه المجموعات من الأجسام مع ساعات لها إيقاعات حكمية مرتبطة بكل جسم تصور مجموعة الإسناد في نظرية النسبية العامة.

الفضاء والمادة:

لقد آن الأوان لنرى كيف تتغير محتويات التصورات الفيزيائية الأساسية لفترة الطول والزمن مع توسيع مجال الظواهر محل الاعتبار.

لقد كانت الأطوال (المسافات) وفترات الزمن في الميكانيكا اللا نسبية واحدة في كل مجموعات الإسناد. لقد كانت بعبارة أخرى مطلقة، وهي تتوقف في النسبية الخاصة على اختيار مجموعة الإسناد.

وتتعرض علاقات الزمن مكان – المسافات وفترات الزمن – بعد إدخال المجال الجاذبي (النسبية العامة) لتغير جذري. إذ يصبح المكان منحنيا أو لا إقليديا بخلاف المكان المستوي أو الإقليدي في غياب المجالات الجاذبية. وتتغير فترات الزمن لا في مجموعات الإسناد المختلفة فحسب، بل حتى في نقط المكان المختلفة في نفس المجموعة الواحدة.

وفوق ذلك فحيث إنه يمكن تولد مجال جاذبي بأي شيء مادي أيا كان وما دام المجال نفسه ليس أكثر من تغير في مقياس الزمكان، فإننا نصل إلى النتيجة الأساسية والمهمة التي مؤداها أن الخواص الهندسية للمتصل الزمكاني تحددها الظواهر الفيزيائية، وليست خواص ذاتية للفضاء والزمن نفسيهما.

جسيم حر في فضاء لا إقليدي:

ودعنا نبحث حركة جسيم مادي في الفضاء اللا إقليدي أو بعبارة أخرى سلوكه في مجال جاذبي[1]. ويتغير بوجه عام المجال

[1] ينبغي أن لا يغيب عن بالنا أن وجود مجال في نقطة معلومة معناه تغير في الخواص الهندسية للمكان الذي يصبح لا إقليديا في تلك النقطة.

الجاذبي في النقط المختلفة من المكان ويتوقف على الزمن في كل نقطة، وفوق ذلك فحيث إن فترة الطول والزمن تعتمد على قيم المجال وتختلف على ذلك باختلاف نقط الفضاء (من داخل مجموعة الإسناد الواحدة) فإن التصور الذي يربط فكرتي المكان والزمن – أي السرعة– يجب أن يكون له هو أيضا قيم مختلفة باختلاف نقط الفضاء. ولما كانت السرعة قيمة متجهة، ولما كان التغير في السرعة في أعمم الحالات يتضمن تغيرا في كل السرعة والاتجاه فإننا نستنتج أن السرعة الحرة لجسيم في فضاء حقيقي ثلاثي الأبعاد لا إقليدي ليست في خط مستقيم ولا منتظمة. وهذا يفسر عرضيا قولنا إن فكرة سرعة نسبية نوعية للأجسام حرة الحركة لا معنى لها في النسبية العامة.

معادلات المجال الجاذبي:

ينبغي أن لا يغيب عن بالنا عند بحث نظرية المجال الجاذبي أن النظرية الفيزيائية الكمية تكون كاملة عندما يتم تكوين "معادلات الحركة" للظواهر التي تتناولها (وهي معادلات المجال في حالتنا).

ولكي نحدد شكل معادلات المجال نبدأ من الخاصية الفيزيائية الأساسية للمجال الجاذبي ألا وهي مبدأ التكافؤ الذي ينص على أن المجال الجاذبي يكافئ مجموعة إسناد لا قصورية. وفوق ذلك فحيث إن المجالات الجاذبية قد تكون "حكمية" كذلك يمكن أن تكون مجموعات الإسناد حكمية.

وهكذا ليس في النسبية العامة ثمة قيد على اختيار مجموعات الإسناد المرتبطة بتحولات فريدة متبادلة ومستمرة، أو بعبارة أخرى إن أي علاقة كمية تصف مجالا بما في ذلك معادلات المجال يجب أن يكون شكلها مستقلا عن اختيار مجموعة الإسناد.

تغاير المعادلات:

من المناسب أن نلاحظ في هذا الصدد أنه كلما اتسع نطاق الظواهر موضع البحث ارتفعت رتبة التحويلات التي تكون بالنسبة لها قوانين الفيزياء لا متغيرة، وهكذا تكون معادلات الميكانيكا الكلاسيكية لا متغيرة بالنسبة إلى التحويلات الجاليلية، ومعنى هذا أن أي معادلة تصف ظاهرة من ظواهر الميكانيكا الكلاسيكية في حدود إحداثيات الموقع والزمن يكون لها نفس الشكل في مختلف مجموعات الإسناد القصورية ومعادلات الميكانيكا النسبية الأكثر عمومية ونظرية المجال الكهرامغناطيسي لا متغيرة بالنسبة إلى طبقة أعرض من التحويلات الزمكانية – تحويلات لورنتز – على الرغم من أن مجموعات الإسناد القصورية لا تزال هي المجموعات موضع الاعتبار. وعندما ندخل في حسابنا الجاذبية تصبح قوانين الفيزياء مفهومة (وكلية) لدرجة أنها لا تصبح لا متغيرة بالنسبة إلى أي تحويلات زمكانية حكمية تماماً (وهي خاصية تعرف بتعدي المعادلات) وبعبارة أخرى تصبح القوانين الفيزيائية أخيراً مستقلة عن اختيار الإحداثيات[1] أي عن وهم وإرادة الراصد.

([1]) يتضح الآن تقريباً لماذا تسمى نظرية المجال الجاذبي القائمة على نظرية النسبية بالنسبة العامة.

الشكل الرياضي للمعادلات:

ويعرف الجهاز الرياضي الذي يحقق مطالب التعدي في معدلات النسبية العامة بتحليل الممتدات وهو يدرس الهندسة رباعية الأبعاد في إحداثيات[1] منحنية حكمية، وتبعاً لذلك فإن معادلات المجال الجاذبي في نظرية النسبية العامة يجب أن تكون على شكل ممتدات.

ولكي نوضح هذه الصفة في معادلات المجال نبدأ من مبدأ التكافؤ الذي لا ينطبق مع ذلك إلا على مناطق صغيرة من المتصل الزمكاني، ونتيجة ذلك هي أن معادلات المجال يجب أن تكون تفاضلية الشكل على نحو معادلات الحركة في الواقع في كل المجالات الفيزيائية الأخرى. وهكذا تكون المعادلات الأساسية في النسبية العامة – معادلات المجال الجاذبي – معادلات تفاضلية للممتدات، وقد كان آينشتين أول من اشتقها ومضمونها كما سنرى عريض للغاية.

إن كل فرع من فروع الظواهر الفيزيائية يتميز بالمنطقة من المكان – زمن التي تشاهد فيها هذه الظواهر. وهكذا تكون قوانين حركة الجسيم في الميكانيكا الكلاسيكية والميكانيكا النسبية صحيحة في أي مناطق الزمان ما عدا أصغرها. وينطبق نفس الشيء على القوانين التي

---

(1) ينبغي ملاحظة ما يلي في هذا الصدد: تكتب العلاقات المعلومة التي نعممها لحالة مجال جاذبي حكي معلوم على شكل ممتد. أي أننا ندخل مجموعة إحداثيات رباعية منحنية حكمية، وهذا هو على الأخص الكيفية التي تشق بها معادلات حركة جسيم في مجال جاذبي معلوم. وهو أيضاً ما يتم عند تعميم المعادلات الكهراديناميكية لحالة مجال جاذبي حكمي معلوم، ونحن نواجه هنا بخلاف حالة دراسة ظواهر معروفة في وجود المجال الجاذبي القوانين التي تحكم تغير المجال نفسه أي إقامة معادلة المجال.

تحكم المجالات الكهرامغناطيسية والجاذبية، ولقد رأينا من قبل أن القوانين الكهراديناميكية لا تعد صحيحة في المناطق الصغيرة جدا من الفضاء.

وسوف نرى فيما بعد أن العلاقات الزمكانية الكونية تصفها النسبية العامة. ويجب أن نلاحظ أولا إذ ننتقل إلى دنيا الأبعاد متناهية الصغر أنها تقع خارج نطاق النسبية العامة وأنها في محط ما يسمى قوانين الكمات. وسوف نختبر ظواهر في مناطق من المكان – زمن صغيرة جدًّا بعد أن نراجع نظرية النسبية العامة. وينبغي في هذا الطور أن نلاحظ الأبعاد المميزة للحيز المكاني للظواهر الكماتية:

١– تظهر الخواص الكماتية للجسيمات (الظواهر الذرية) في مناطق تبلغ أبعادها حد $١٠^{-٨}$سم.

٢– تظهر الخواص الكماتية للمجالات الكهرامغناطيسية على مسافات تبلغ حد $١٠^{-١٠}$ سم.

٣– تتميز العمليات النوعية النووية والانحلالية التي تتناول الحسنات الأولية بحيزات مكانية تبلغ حد $١٠^{-١٣}$ سم. بل أقل وفترات زمن تبلغ $١٠^{-٢٣}$ – $١٠^{-٨}$ ثانية

وسوف نلاحظ إذا تقدمنا أبعد من ذلك أنه في مجال الكمات عند طاقات في حدود "طاقة السكون" للجسيمات تبدأ الحدود الفاصلة بين تصور الجسيم والمجال في الاختفاء ويظهر تصور "المجال المكمت"

وفوق ذلك فقد شوهدت عمليات تحويلات متبادلة لكمات مختلف المجالات. إن الطاقات الأعلى تجعل من الممكن مشاهدة تولد جسمات جديدة وتساعد على التغلغل داخل مناطق أبعادها أصغر من ذلك بين الجسيمات[1]. وتتقدم فيزياء الحيزات من الزمن – مكان متناهية الصغر بغاية السرعة. ومن الطبيعي أن نتوقع أن تنحرف أفكار "الميكروفيزياء" في تطورها في بعض النقاط عن أفكار "الماكروفيزياء" وإلا كان هناك نقص في التجانس في كل صرح العلم الفيزيائي.

ملامح وخواص المجالات الجاذبية:

يجب أن نلاحظ أولا إذ نعود إلى ملامح وخواص معادلات المجال الجاذبي أنها لا خطية، وعلى ذلك لا ينطبق مبدأ التراكب على المجالات الجاذبية. الأمر الذي يعزلها عن المجالات الكهرامغناطيسية في نظرية النسبية الخاصة. وفوق ذلك فإن تكوين معادلات المجال الجاذبي يتيح لها أن تضم مميزات أي مجموعات فيزيائية، ويمكن أن نستنتج من ذات شكل معادلات المجال أن المجالات الجاذبية تنبعث من كل الكيانات الفيزيائية، وهكذا تتولد المجالات الجاذبية عن الجسيمات كما تتولد عن المجالات الكهرامغناطيسية والأمواج الكهرامغناطيسية، وأكثر من هذا يمكن أن يتولد مجال جاذبي عن مجال جاذبي آخر، وأيضاً بواسطة أمواج جاذبية أي مجالات في الفضاء الحالي من المادة (الجسيمات أو المجالات الكهرامغناطيسية).

---

(1) تفسر هذا الجهود الهائلة التي تخصص لتقنيات تعجيل الجسيمات.

وهكذا تنبعث المجالات الجاذبية بخلاف المجالات الكهرامغناطيسية من كل الكيانات الفيزيائية وهذه تشمل الجسيمات والمجالات. وتتميز الجسيمات بالكتلة، أما المجالات فتتميز بالطاقة وهي مشتركة فيهما، ومعنى هذا هو أن أي نوع من أنواع الطاقة مسئول عن المجال الجاذبي. ويجب أن لا يغيب عن بالنا مع ذلك أن كثافة الطاقة في الإشعاع الحر الطبيعي صغيرة جدًّا بالمقارنة بكثافة الطاقة للأجسام المادية التي لها طاقة سكون. وهذا هو السر في أن دراسة المجالات الجاذبية المنبعثة من المجالات الكهرامغناطيسية ليس لها فائدة خاصة. ولا يصبح تبادل التأثير الجاذبي مهمًّا إلا عندما تتدخل أجسام كتلتها محسوسة (وهذا راجع إلى صغر الثابت الجاذبي[1]) وعلى ذلك لا مندوحة من بحث المجال الجاذبي إلا مرتبطاً مع الأجسام الماكروئية.

وثمة خاصية أخرى ملحوظة لمعادلات الجاذبية: ذلك أنها يمكن تحويلها خلال عدد من التحويلات المتماثلة إلى (معادلات حركة) للمجموعة الفيزيائية التي نشأ عنها المجال الجاذبي محل الاعتبار، وهكذا تضم معادلات المجال الجاذبي معادلات المادة (الجسيمات المادية أو المجال الكهرامغناطيسي) التي يتولد عنها المجال. وعلى عكس ذلك لا يضم المجال الكهرامغناطيسي (معادلات ماكسويل) إلا معادلات بقاء الشحنة الكلية بدون معادلات حركة الشحنات التي تولد المجال.

---

(1) انظر الهامش.

ومن ثم تكون تحديدات مواقع وحركات الشحنات حكمية طالما لا تتغير الشحنة الكلية، ويحدد في هذه الحالة نص عن توزيع الشحنة (في حدود معادلات ماكسويل) المجال الذي تولد عن الشحنات، أما في المجال الجاذبي فلا يمكن ذكر تشكيل وحركة المادة المسئولة عن المجال حكميًّا، بل على العكس لا بد من تحديدهما مع المجال في وقت واحد.

ومع ذلك ينبغي أن نلاحظ أن معادلات المجال الجاذبي لا تحدد بالكامل توزيع وحركة المادة بمعنى أنها لا تتضمن معادلات الحالة أي المعادلات التي تربط الضغط وكثافة الطاقة التي يجب ذكرها بجانب معادلات – المجال[1].

قوانين البقاء في النسبية العامة:

تحدث كل العمليات الفيزيائية كما نعلم في المكان والزمن، وعلى قدر احتفاظ المكان والزمن بخواص معينة فإنه من الواضح أن هذه الخواص تضع قيوداً معينة على العمليات الممكنة التي تتناول الكيانات الفيزيائية. خذ مثلا: ينبغي أن تخضع دائماً – وذلك راجع إلى خواص التماثل للمكان والزمن – العمليات التي تتناول أي أشياء مادية لمطالب بقاء الطاقة، والعزم، والعزم الزاوي. والواقع أن الطاقة والعزم، والعزم الزاوي كميات يرجع وجودها إلى أهم خواص المكان والزمن. أو بعبارة

---

(1) واضح من هذا أن أفكار وطرق نظرية النسبية العامة لا تناسب الإلمام بكيان مثل الكون وأن هذا يتطلب إحاطة أبعد بفيزياء الحالات الناجمة وبين النجمية للمادة.

أخرى أنها تصورات فيزيائية عامة تميز الأشياء أيًّا كانت. ويجب نظراً إلى نهائية سرعة انتشار تبادل التأثير اعتبار المجال مجموعة مستقلة لها "درجة الحرية" الخاصة أو بعبارة أخرى أن المجال أيًّا كان نوعه كيان فيزيائى مستقل، وعلى ذلك تتميز كل المجالات بما فيها المجال الجاذبي بالطاقة والعزم والعزم الزاوي.

وثمة ملاحظات قليلة عامة ينبغي ذكرها قبل مناقشة قوانين البقاء الخاصة للمجال الجاذبي وخصائصها. نلاحظ أننا نحصل على معادلات حركة أي مجموعة من الظواهر من مبدأ فيزيائي عام جدًّا يسمى (مبدأ الفعل الأقل) وصيغته تتضمن دالة تحمل اسم لاجرانج يمكن تخصيصها تبعاً للخطوط المميزة لمحيط معلوم من الظواهر، ونلاحظ أن مبدأ الفعل الأقل ذاته بصرف النظر عن الشكل المحدد لدالة لاجرانج يفرض قيداً على مجموع "الحركات" الممكنة للمجموعة. وتنشأ قيود أخرى من خواص التماثل المعروفة للزمن والمكان، ويعبر عنها في قوانين البقاء الخاصة. والاشتقاق الشكلي لهذه الأخيرة يتضمن كلا من: الخواص المقابلة للمكان زمن، "ومعادلات الحركة". وهكذا تكون "معادلات الحركة" في الواقع متضمنة في قوانين البقاء. وهذا ينطبق على القوانين الفيزيائية في غياب الجاذبية إذ أن وجود المجال الجاذبي له ملامح فصل الختام، وأي محاولة لصياغة قوانين البقاء بدقة للمجموعات التي تتضمن مجالات جاذبية تؤدي إلى ظاهرة فريدة هي انحلال قوانين الفضاء إلى مطابقات. وتضم من الناحية الأخرى كما رأينا معادلات

المجال الجاذبي قوانين البقاء للمادة (الجسيمات أو المجال الكهرامغناطيسي) التي ينشأ عنها المجال.

والنتيجة بهذا الشكل هي أن المجال الجانبي بخلاف الكيانات الأخرى لا يمكن احتواؤه في مجموعة مقفلة أو بعبارة أخرى يجب اعتباره "كظرف خارجي" بالنسبة إلى المجموعة. وهكذا يصبح بناء القوانين الفيزيائية عندما نضع موضع الاعتبار المجال الجاذبي بحيث لا يستطيع المرء أساساً أن يتكلم إلا عن معادلات المجال لا قوانين البقاء. ورغم ذلك فإن تطبيق قوانين البقاء في بعض الحالات يمدنا ببعض النتائج المهمة جدًّا. وإحدى هذه النتائج هي تساوي ما يسمى بكتلتي القصور والجاذبية، والكتلة الجاذبية هي الكتلة التي تحدد المجال الجاذبي الناشئ عن الجسم، وهي الكتلة التي تدخل في قانون نيوتن للجاذبية، أما كتلة القصور من الناحية الأخرى فتحدد العلاقة بين العزم والسرعة للجسم، وعلى الأخص أن طاقة السكون الجسم تساوي كتلة القصور ج^{٢} من المرات.

نتائج معادلات المجال:

إن معادلات المجال الجاذبي في الفراغ أي في غياب المادة (ممثلة بالجسيمات أو المجال الكهرامغناطيسي) لها حل لا صفري له كما في حالة المجالات الكهرامغناطيسية شكل موجة جارية وسرعة انتشار الموجات الجاذبية هي حـ.. وللموجات الجاذبية طاقة، ويمكن تحديد الطاقة في حالة بحث المجال الجاذبي الضعيف الذي يمكن أن

يوجد في منطقة محدودة من الفضاء، وفي هذه الحالة وحدها نستطيع التحدث عن أمواج الجاذبية[١]. إن مجموعة من الكتل تتحرك في منطقة محدودة تشع أمواجاً جاذبية، وهذا يشابه ما شاهدناه عند مناقشة إشعاع الموجات الكهرامغناطيسية، وينبغي أن نلاحظ أن القيمة العددية لفقد الطاقة الناتج عن الإشعاع الجاذبي صغير حتى الأجسام ذات أبعاد فلكية لدرجة أن تأثيره على الحركة حتى على مقياس كوني للزمن يمكن إهماله (إن التعبير عن فقد الطاقة خلال الإشعاع الكهرامغناطيسي يتضمن $\frac{1}{ح^{3}}$ بينما يضم التعبير عن الإشعاع الجاذبي الحد $\frac{1}{ح^{ء}}$).

دعنا نبحث الانتقال الحدي إلى الميكانيكا اللا نسبية في معادلات المجال الجاذبي. ويتطلب الفرض المتعلق بالسرعات الواطئة لكل الجسيمات أن نفترض المجال الجاذبي ضعيفاً وإلا حصل جسيم فيه على سرعة عالية. ونلاحظ أيضاً أن معادلات المجال لمجال جاذبي تكون خطية عند أول تقريب وتبعاً لذلك ينطبق مبدأ التراكب. وفي هذا التقريب اللا نسبي تكون القوة التي تؤثر على جسم كتلته $ك_{١}$ في مجال جاذبي: $ق = - \frac{ت\, ك\, ك_{1}}{ر^{2}}$ (٢٩) حيث ك هي كتلة الجسيم المسئول عن المجال، المسافة بين الكتلتين ك، $ك_{١}$، ت ثابت[٢]. والمعادلة (٢٩) تعبر عن قانون نيوتن المشهور للجاذبية وعلامة الناقص إشارة

---

(١) إننا نحصل على هذه النتيجة لتقريب مجال ضعيف.

(٢) تسمى الثابت الجاذبي وهو ثابت كوني يساوي عددياً ٦،٦٧ $١٠^{-٨}$ $سم^{٣}$ $ث^{-٢}$ $ا^{-١}$

لكون القوى الجاذبية تسبب التجاذب وحده بين الأجسام. وكون الشق الأيسر من المعادلة (٢٩) بالسالب يتضح من أن الكميات التي يضمها موجبة أساساً لأن الكتلة لا يمكن أن تكون إلا موجبة، وكذلك ت موجبة. وعلى قدر كون نظرية الجاذبية لنيوتن تعالج على الأخص المجالات الضعيفة والسرعات الواطئة، فإن مدى تطبيقها بطبيعة الحال ليس كبيرة. وعندما نتناول مناطق واسعة جدًّا من الكون حيث لا يمكن أن نفترض فيها ضعف المجالات تلعب نظرية الجاذبية النسبية لآينشتين دورها.

تطبيقات النسبية العامة:

عندما نتكلم عن تطبيقات النظرية النسبية العامة والتأثيرات التي تنبأت[1] بها فإن الظاهرة التي تشاهد عندما يمر الضوء في مجال جاذبي تكون أصدق تأييد لتصور المكان – زمن الإقليدي ومن ثم لنظرية النسبية العامة. تأمل مسار شعاع من الضوء في مجال جاذبي، كلما زادت قوة المجال، اشتدت لا إقليدية المكان. ونتيجة لذلك فإن شعاعاً من الضوء يمر بجانب أجسام تولد مجالات جاذبية لا بد أن ينحني، لأنه كما نذكر يمر الجسيم الحرفي فضاء لا إقليدي (وفي هذه الحالة فوتون أي جسيم كتلته صفر) في مسار منحني.

وثمة تأمل أبعد من ذلك هو التغير في تردد الضوء الذي ينتشر في

(١) استطراد مفيد. لقد اهتدى آينشتين إلى نظرية النسبية العامة عن طريق التفكير الاستدلالي البحث ولم تتأيد هذه النظرية عن طريق المشاهدة الفلكية إلا بعد ذلك.

مجال جاذبي. لقد رأينا أن فترات الزمن تعتمد على المجال، وكلما كان المجال قويًّا كلما أبطأ إيقاع الساعة الموضوعة فيه والعكس بالعكس. وبعبارة أخرى فإن مرور الزمن يختلف باختلاف نقط الفضاء. وواضح أن التردد هو عدد ذبذبات الموجة في وحدة الزمن. وعندما تبتعد موجة عن جسم يولد مجالاً جاذبيًّا ينخفض التردد وعندما تقترب موجة من مثل هذا الجسم يزيد التردد. ولقد استخدمت النسبية العامة للتنبؤ أيضاً بحركات الكواكب، وعلى قدر ما تكون سرعة الكوكب صغيرة بالمقارنة بالسرعة حـ فإن نظرية الجاذبية النسبية لا تجري إلا تصحيحات صغيرة جدًّا على مدارات الكواكب مقدرة تبعاً لنظرية نيوتن. والفرق بينهما أساساً هو أنه تبعاً لنظرية نيوتن تكون المدارات في حالة تجاذب جسمين قطاعات ناقصة ثابتة في الفضاء بينما تقودنا نظرية آينشتين إلى نتيجة مؤداها أن هذه المدارات تعاني استباقاً بطيئاً جدًّا في نفس مستوياتها.

الكون والنسبية العامة:

ولما كانت الظواهر التي ذكرت آنفاً تبْحَث من وجهة نظر النسبية العامة في مناطق صغيرة نسبيًّا من المكان – زمن حيث المجالات ليست قوية جدًّا فإن تأثيراتها تكون صغيرة. ولكن عند بحث بناء وتطور الكون على مستوى ضخم (المشكلة الكونية) تلعب النسبية العامة دوراً رئيسيًّا. ولقد أمدتنا أول تطبيقات نظرية آينشتين على هذه المشكلة بنتائج باهرة ومهمة جدًّا. إن بحث معادلات المجال في النسبية العامة قادنا إلى أنه في مناطق الفضاء الشاسعة يجب أن تتغير الخواص الهندسية للكون مع

الزمن، وهذا التغير كما تنبأت النظرية وكما أيدته المشاهدة ذو طبيعة "امتدادية".

والسير قدماً في هذا المحيط يلقى صعاباً ترجع إلى نقص المداولات الفلكية وإلى الصعوبات الرياضية الضخمة التي تعترض البحث العام لمعادلات آينشتين للمجال الجاذبي. ولا بد لنا في معرض مناقشة خواص المكان – زمن للعالم ككل أن نبدي ملاحظات قليلة أخرى قائمة على تطبيق قوانين البقاء.

- أن تجانس المكان، وهو من نتائج قانون بقاء العزم الخطي، يعني أن خواص مجموعة لا تعتمد على موقعها في الفضاء. وبعبارة أخرى تكون خواص المجموعات الفيزيائية المعزولة (مثل الذرات والجسيمات الأولية) واحدة هنا على الأرض وعلى الأجرام السماوية البعيدة.

- أن **تماثل خواص** المكان وإحدى نتائجه **قانون بقاء العزم الزاوي** يعني أن خواص المجموعة الفيزيائية لا تعتمد على الاتجاه الذي تتحرك فيه هذه المجموعة، وبعبارة أخرى أن أي اتجاه في الكون يصلح كما يصلح الآخر[1].

([1]) مثال ذلك خطوط الطيف التي تصدر عن الذرات (نحن نحكم على خواص الذرات بأطيافها) على الشمس تشبه بدقة الأطياف التي تصدرها نفس أنواع الذرات على الأرض. وينبغي ألا نخلط بين هذا وأطياف الإصدار المشاهدة للذرات على الشمس عندما يجب أن ندخل في حسابنا تأثيرات الطيف مقارنة بخطوط نفس طيف الإصدار على الأرض.

- أن **تجانس الزمن** وإحدى نتائجه قانون بقاء الطاقة يعني أن خواص المجموعة وبعبارة أخرى أن خواص المجموعات الفيزيائية المعزولة اليوم كما كانت منذ ملايين السنين وكما سوف تكون بعد ملايين السنين.

وهذه القضايا مع ذلك تتقيد إلى حد ما بحقيقة أننا إذا نبحث المناطق الواسعة من الكون تتدخل المجالات الجاذبية باطراد، وهذا معناه كما رأينا تغير في خواص الزمن مكان. وواضح أن هذا يؤثر بطرق مختلفة على قوانين البقاء التي هي تعبيرات عن خواص معينة للزمن مكان. وتخصيصاً نجد أن المجال الجاذبي كما نعلم لا يمكن أن تتضمنه مجموعة مقفلة ويجب اعتباره (كشيء خارجي) بالنسبة لها. ولقد وجدنا من الناحية الأخرى أن حل معادلات المجال الجاذبي في إطار النسبية العامة للمناطق المكانية الشاسعة يؤدي إلى أن المجالات الجاذبية تعتمد على الزمن. وهكذا يجب أن نتناول العالم ككل في نظرية النسبية العامة لا باعتباره مجموعة مقفلة، بل باعتباره مجموعة في مجال جاذبي قابل للتغير. إن تماثل خواص الزمن (أو قابليته على الانعكاس) التي تتناولها فيزياء اللا كمات ليس لها – وسنرى فيما بعد – مكان في ميكانيكا الكمات. وهذا اللا تكافؤ بين اتجاهي الزمن ظاهر للعيان مرتبط مع العملية الأساسية في ميكانيكا الكمات: تبادل التأثيرات بين مجموعة كماتية ومجموعة تحكمها بدقة كافية الميكانيكا الكلاسيكية.

إن غياب التماثل موحد الخواص للزمن يشير إلى اتجاه العمليات في الزمن وهذا الاتجاه قائم بحيث تكون درجة تعادل العالم ككل (انظر إلى الفصل الثامن) آخذة في الازدياد باطراد غير متجهة إلى أي حد مع ذلك، وهذا تبعاً لتصور لا سكون الكون.

الفصل الخامس

ميكانيكا الكمات

(النظرية اللا نسبية)

تنتقل بنا الآن دراستنا لخواص الحركة من الماكروئي إلى الميكروئي حيث لا يكون لغير التأثيرات الكهرامغناطيسية المتبادلة في المناطق متناهية الصغر من العالم الميكروئي أية نتائج. إن نسبة شدة التأثير الجاذبي إلى التأثير المغناطيسي في دنيا الجسيمات الأولية $\frac{\text{كب}^{2}}{2}$ تبلغ حدًّا متناهياً في الصغر إذ أنها من درجة $١٠^{-٤٠}$. وسوف نقصر أولا بحثنا على جسمات كتلها صغيرة جدًّا، ولكنها ليست صفراً. ومثل هذه الجسيمات موجودة في مجال الحركة اللا نسبي عندما تكون ع < حـ وهي التي سوف نتناولها في هذا الفصل. والمجالات الكهرامغناطيسية (والجسيمات التي كتلتها صفر التي تنسب إليها) كيانات نسبية طبعاً وتتطلب من أول الأمر بحثاً نسبيًّا.

الظواهر الذرية:

عندما نستخدم الميكانيكا الكلاسيكية والإلكتروديناميكا لتفسير الظواهر الذرية التي تشتمل على جسيمات كتلتها صغيرة جدًّا وتشغل حيزات من الفضاء صغيرة جدًّا، نجد أن النتائج تتعارض مع التجربة،

ويوضح هذا توضيحاً ناصعاً التعارض الذي ينطوي عليه نموذج الذرة الإلكتروديناميكي المتفق عليه ذو الإلكترونات التي تدور حول النواة في مدارات "كلاسيكية" لأنه ما دامت الإلكترونات تمثل شحنات تتحرك بعجلة فإننا يجب أن نتوقع أن ترسل هذه الإلكترونات سيالا مستمرًّا من الأمواج الكهرامغناطيسية. وهذا سوف يؤدي بدوره إلى تبديد طاقتها الذي سوف يؤدي في النهاية إلى سقوطها على النواة، وهكذا يتحول النموذج الكلاسيكي الإلكتروديناميكي للذرة إلى تكوين غير مستقر.

ومثل هذا التعارض بين النظرية والتجربة يعتبر إشارة إلى أن النظرية التي يمكن تطبيقها على الظواهر الذرية تتطلب مراجعة أساسية للتصورات والقوانين الكلاسيكية الأساسية.

حيود الجسيمات:

وثمة ظاهرة تعتبر نقطة ابتداء لمثل هذه المراجعة، وهي ظاهرة حيود الجسيمات، تلك الظاهرة التي شوهدت عمليًّا، لقد وجد أنه عندما يمر شعاع متجانس من الجسيمات خلال بلورة يحتوي الشعاع الخارجي بالتعاقب على حد أقصى وحد أدنى من الشدات مماثل لأنماط الحيود للأمواج الكهرامغناطيسية. وهكذا قد تسلك في الظروف المناسبة الجسيمات المادية سلوك الأمواج.

ويوضح ما يلي مقدار تعارض هذا الأمر مع الأفكار المسلم بها عن الحركة: تخيل شعاعاً من الجسيمات يسقط على شاشة معتمة بها شقان،

وكثافة الجسيمات في الشعاع صغيرة بما يكفي إهمال تبادل التأثير فيما بينها. إننا عندما نغلق أحد الشقين نشاهد نمط شدة على شاشة خلف الشق. ويشاهد نمط مماثل عند ما يمر الشعاع خلال الشق الآخر. والآن يجدر بنا أن نتوقع على أساس الأفكار المسلم بها أن يكون النمط الذي يتولد عن الشعاع حينما يمر خلال الشقين معاً تراكباً بسيطا للنمطين الأصليين. إذ يتحرك كل جسيم في مساره مارًّا بأحد الشقين دون أن يؤثر بأي شكل كان على الجسيمات التي تمر خلال الشق الآخر. ولكن الواقع رغم ذلك هو أننا نشاهد نمط حيود راجعا إلى التداخل، وليس مجرد مجموع النمطين اللذين تولدا كل على حدة خلال الشقين. وواضح أن هذه النتيجة لا يمكن توفيقها مع تصور جسيمات تتحرك في مسار وعلى الصعيد الذري لا وجود لفكرة مسار أو طريق.

الإثنينية بين الموجة والحبيبة:

والواقع أننا نشاهد عندما نبحث حركة الجسيمات دون الذرية ظاهرة الإثنينية بين الموجة والحبيبة وإنه لمدهش جدًّا أن يكون ثمة مبادئ جديدة تماماً تحكم خواص الحركة على المستوى الذري. إن العلم لا يعالج إلا الأشياء التي يمكن مشاهدتها. ولكن الشيء لا يمكن مشاهدته إلا إذا جعلناه يتبادل التأثير مع شيء خارجي بالنسبة له.

اضطراب المشاهدة وكمات الفعل:

ومعنى هذا أن أية مشاهدة كانت تنطوي على اضطراب أو إقلال للشيء المشاهد، ويعامل ما يمكن مشاهدته باعتباره مجموعة ميكانيكية كلاسيكية عندما يكون الاضطراب الذي نشأ عن عملية المشاهدة مما يمكن إهماله، ويمكن وصف سلوكه بواسطة الميكانيكا الكلاسيكية. ولكن إذا كان من الناحية الأخرى ثمة (اضطراب حدي) معين أي "كم فعل"[١] معين لا يمكن إهماله يكون لدينا مجموعة "ميكانيكية كمائية" ونحتاج إلى نظرية جديدة لوصفها.

الاحتمال الإحصائي:

وهكذا لا يمكن مشاهدة مجموعة ميكانيكية كماتية دون إحداث اضطرابات كبرى فيها وتبعاً لذلك لا نستطيع أن نتوقع تحديداً لنتائج المشاهدات وبتدخل اللا تحديد والاحتمال، وعلى ذلك يجب أن تسمح النظرية بالتنبؤ رياضيًّا لا بنتائج المشاهدات إنما باحتمال الحصول على نتيجة أو أخرى للقياس.

دعنا نوضح ذلك، إذا تمت مشاهدة على مجموعة ميكانيكية كماتية في حالة معلومة فإن النتائج لا تكون محددة أو بعبارة أخرى قد تؤدي نفس التجربة الواحدة التي تكررت عدة مرات في ظروف مماثلة إلى عدة نتائج مختلفة. ومع ذلك إذا أعيدت التجربة عددا كافيا من

---

(١) يمثله ثابت بلانك وقيمته هـ= ٦،٦٢ × ١٠ $^{-٢٧}$ ارج ثابتة.

المرات فإن كل نتيجة محسوبة سوف نحصل عليها وفق نسبة معينة إلى العدد الكلي للاختبارات، أي أنه ثمة احتمال معين أن نتيجة بعينها سوف نحصل عليها. والنظرية تتيح لنا حساب هذا الاحتمال، ولا تكون النتيجة الفريدة ممكنة إلا في الحالة الخاصة عندما يكون احتمال النتيجة الوحدة.

القياس:

ويتبع ما تقدم أنه لكي ندرس الأشياء الميكانيكية الكماتية يجب أن نجعلها تتبادل التأثير مع الأشياء الميكانيكية الكلاسيكية مادمنا كما رأينا لا نستطيع أن نقول بتأكد إن ثمة أشياء في لحظة معلومة في حالة معلومة ولها قيم خاصة للكميات الفيزيائية التي تميزها إلا عن الأشياء الكلاسيكية وحدها إذ أن هذا بالنسبة للأشياء الميكانيكية الكماتية مستحيل.

والآن إذا جعل شيء ميكانيكى كماتي يتبادل التأثير مع شيء كلاسيكي فإن حالة الأخير سوف تتغير. وطابع ودرجة التغير يتوقف على حالة الشيء الميكانيكي الكماتي، ويمكن على ذلك أن يستخدم كمميز كمى[1] للأخير.

وتبعاً لذلك يكون الشيء الكلاسيكي الأداة وعملية تبادل التأثير

---

(1) توضح هذه العبارة لماذا حرصت على ترجمة quantum بكماتي واحتفظت بكلمة كمي ترجمة لكلمة quantitative (المترجم).

مع الشيء الميكانيكي الكماتي القياس. ولقد عرفنا الأداة على أنها شيء فيزيائي يخضع للميكانيكا الكلاسيكية بدرجة كافية من الدقة، مثال ذلك مثلا جسم له كتلة كافية، ولا ينبغي مع ذلك افتراض أن الخواص الماكروئية أساسية بصورة مطلقة للأداة في بعض الظروف نستطيع استخدام شيء ميكروئي بحت كأداة طالما كانت فكرة "بدقة كافية" تعتمد على المشكلة محل الاعتبار.

وهكذا فإن طيران إلكترون خلال غرفة سحابات ولسون يشاهد بواسطة أثر من بخار الماء تتعدى تخانته الأبعاد الذرية كثيراً، ومع مثل هذه الدرجة من الدقة في تحديد مساره يمكن اعتبار الإلكترون كشيء ميكانيكي كلاسيكي.

العلاقة بين الميكانيكا الكلاسيكية والكماتية:

ويشير الاستدلال الآنف قبل كل شيء إلى الطبيعة الخاصة للعلاقات بين نظرية الكم والميكانيكا الكلاسيكية. ويمكن إعادة صياغة نظرية عامة بطريقة متماسكة منطقيًّا مستقلة عن النظرية "الأقل عمومية" والتي تمثل حالتها القصوى. فهكذا أمكن الوصول إلى الميكانيكا النسبية من مبادئها الأساسية دون الرجوع إلى الميكانيكا النيوتونية. ومع ذلك فإننا لا نستطيع من حيث المبدأ تجسيد نظرية الكمات دون الرجوع إلى الميكانيكا الكلاسيكية، ولذلك تشغل ميكانيكا الكمات مكاناً فريداً بين النظريات الفيزيائية أنها تشمل الميكانيكا الكلاسيكية كحالة قصوى (حالة حدية) وتعتمد في نفس الوقت على تلك الحالة

القصوى من أجل تجسيدها الذاتي.

ملاحظات قليلة:

ويتضح مما تقدم أن ميكانيكا الظواهر الذرية – أي ميكانيكا الكمات – يجب أن تؤسس على تصورات للحركة تختلف من حيث المبدأ عن تصورات الميكانيكا الكلاسيكية. ولا تشير الخواص الغامضة التي ذكرناها آنفاً لحركة الجسيمات دون الذرية إلى مجرد عدم دقة القوانين الكلاسيكية للحركة بل إلى عدم ملاءمة التصورات الأساسية للميكانيكا الكلاسيكية لوصف الظواهر الذرية. والملامح المميزة للنظرية الجديدة التي ذكرت آنفاً يجب أن تؤدي إلى إقامة الجهاز الرياضي للنظرية.

وتقيد بوجه عام ميكانيكا الكمات – كما سنرى فيما يلي – بالمقارنة بالميكانيكا الكلاسيكية مجموعة القيم التي يمكن إسنادها للكميات الفيزيائية المختلفة (مثل الطاقة) أي القيم التي يمكن كشفها بقياس الكمية موضع الاعتبار، ويجب أن تمدنا مناهج ميكانيكا الكمات بالوسائل لتحديد تلك القيم "المسموح بها".

دالة الموجة:

وفوق ذلك فإننا نجد في ميكانيكا الكم أن بعض الكميات الفيزيائية لا يمكن قياسها آنيًّا أي لا يمكن أن يكون لها قيم معينة في نفس الوقت، وتنعكس الملامح الخاصة للظواهر الذرية في الصياغة

الرياضية في الميكانيكا الكماتية التي تقوم على اعتبار أن كل حالة للمجموعة الميكانيكية الكماتية يمكن أن توصف في لحظة معلومة بواسطة دالة إحداثية نوعية (عادة مركبة) ψ مربع متوسطها $|\psi|^2$ يعطينا احتمال توزيع إحداثيات المجموعة وهي تسمى دالة الموجة للمجموعة.

وعندما يكون لدينا مجموعة مركبة تتكون من جسيمات متعددة تعتمد دالة الموجة على كل إحداثيات المجموعة. إنها دالة نقطة لا في الفضاء الفيزيائي الحقيقي بل في "فضاء تشكيلى متعدد الأبعاد" وتبعاً لهذه الخواص الدالة الموجة نشأ كونها لا يمكن تفسيرها باعتبارها نوعاً من المجال يسود الفضاء مثل المجال الكهرامغناطيسي أو غيره من المجالات. وعلى الرغم من أن الدالة لا يمكن قياسها تجريبيا فإنه لا يمكن بناؤها إلا نتيجة القياس. إن للقيمة $|\psi|^2$، أو وهو نفس الشيء $\psi\psi^*$ معنى فيزيائيًّا محدداً.

مبدأ التراكب:

إن مبدأ التراكب أساسي في وصف الحالات المكمتة، وهو يسلم بعدد من الخواص الدالة الموجة. تخيل أن قياساً تم في الحالة التي تميزها دالة الموجة ψ_1 يعطينا بتأكيد نتيجة١. وأن قياساً تم في الحالة ψ^2، يعطينا نتيجة ٢ فإنه يكون مقبولا عندئذ أن أي ارتباط خطى ψ_1، ψ_2 أي دالة ψ من الشكل ت$_1$ ψ_1+ ت$_2$ ψ_2(حيث ت$_1$، ت$_2$ ثابتان) يوفر حالة يعطينا فيها نفس القياس إما النتيجة ١ أو النتيجة ٢.

ومبدأ تراكب الحالات هو المبدأ الأساسي لميكانيكا الكمات على قدر لا يحسم أساساً كل الملامح النوعية للظواهر الذرية التي ذكرت آنفاً، خصوصاً وأنه تبعاً لمبدأ التراكب لا يكون في ميكانيكا الكمات مجموع احتمالين مساو إلى القيمة المشتركة للاثنين، بل إن هناك ثمة تداخلاً للاحتمالين

$$|\psi|^2 = |\text{ت}_1|^2 |\psi_1|^2 + |\text{ت}_2|^2 |\psi_2|^2 + (\text{ت}_1 \text{ت}_2^{\circ} \psi_1^5 \psi_2 + \text{ت}_1^{\circ} \text{ت}_2 \psi_2 \psi^5)$$

وهكذا يدخل مبدأ التراكب في حسابه كلا من خواص موجة – حبيبة والاحتمال الإحصائي لنتائج المشاهدات.

خطية المعادلات:

ويتبع مبدأ التراكب مباشرة أن كل المعادلات التي تحققها دوال الموجة يجب أن تكون خطية بالنسبة إلى ψ وسوف نشتق هذه المعادلات فيما بعد، ولكن بعض الملاحظات يجيء مكانها هنا[1].

ملاحظات:

إن معرفة دالة الموجة ψ تجعل ممكناً من حيث المبدأ حساب احتمال النتائج لأي قياسات أخرى.. (ليس لقياسات الإحداثيات

---

(1) سوف تتغير على وجه العموم مع الزمن حالة مجموعة ميكانيكية كماتية ومعها دالة الموجة. وبهذا المعنى يمكن اعتبار دالة الموجة دالة للزمن أيضاً.

وحدها) وسوف تحدد كل الاحتمالات بتعبيرات[1] تدخل فيها ψ مضروبة ψ^{*}

وعندما تحسب كمية لها معنى فيزيائي نوعي به واسطة دالة الموجة فإنها تتضمن دائما حاصل ضرب ψ في ψ^{*} ويتبع هذا أن حالة الموجة المعايرة[2] ليست محددة إلا لدقة مضاعف "طور" ثابت على شكل $\propto^{i}$ (حيث $\propto$ أي عدد حقيقي) معياره هو الوحدة. وهذا اللا تحديد ذاتي ولا يمكن استبعاده، ولكنه من الناحية الأخرى ليس له أي نتائج حيث لا تأثير له أيًّا كان على النتائج الفيزيائية.

المؤثرات:

ويصور في ميكانيكا الكمات أي شيء يمكن مشاهدته بواسطة شيء رياضي يسمى مؤثراً. والقيم التي يمكن أن تكون لشيء معلوم يمكن مشاهدته – ل – في ظروف تناسب المشاهدة تسمى (القيم الذاتية) (القيم "الذاتية" أو "الخاصة") للمؤثر الميكانيكي الكماتي ل.

والدالة الذاتية $\psi_{١}$ لهذا المؤثر التي تناظر قيمة ذاتية – $\hat{ل}$ – تصف حالة المجموعة التي يكون للكمية المعلومة قيمة محددة أ.

([1]) ينبغي طبعاً أن يشمل مثل هذا التعبير دالة تعتمد على نوع القياس ونتيجته.

([2]) شرط معايرة دوال الموجة هو أن مجموع واحتمالات كل القيم الممكنة لإحداثيات مجموعي يجب أن يكون الوحدة وهذا الشرط نص عن كون المجموعة موجودة في الفضاء

مدى القيم الذاتية:

والقيم التي يمكن أن تكون لكمية فيزيائية معلومة تسمى قيمها الذاتية. والمجموع الكلي للقيم الذاتية الممكنة لكمية يكوِّن مدى القيم الذاتية. وفي الميكانيكا الكلاسيكية يمكن أن تمر عموماً كل الكميات الفيزيائية خلال مدى قيم متصل. وفي ميكانيكا الكمات أيضاً هناك كميات يمكن أن تمر خلال مدى متصل من القيم الذاتية. (الإحداثيات مثلا)، وفي هذه الحالة نتكلم عن مدى متصل باعتباره مختلفاً عن مدى متجزئ أو نقطي عندما تكون القيم الذاتية متسلسلة غير متصلة.

القياس الآتي:

ومن المفيد أن نلاحظ أن ثمة تماثلاً شكليًّا بين العلاقات الأساسية لميكانيكا الكمات في شكل المؤثر والعلاقات المناظرة للميكانيكا الكلاسيكية، ومع ذلك فهناك فرق أساسي بين جبر المؤثرات وجبر الأعداد، فالأول يتميز عموماً بعدم التبادل في الضرب أي عدم قابلية عوامل الضرب للتبادل.

وثمة تعبير فيزيائي عن النص الأخير هو استحالة قياس كميات ميكانيكية كماتية مختلفة آنيًّا. أي أنها لا يمكن أن يكون لها قيم محددة في نفس اللحظة. فإذا كانت القيم المحددة لكميتين ل، م معلومة عند لحظة معينة فمعنى هذا تبعاً للصياغة الرياضية لميكانيكا الكمات بأن حالة معلومة توصف بدالة موجة هي الدالة الذاتية المشتركة $\hat{ل}$، $\hat{م}$ المناظرين لهاتين الكميتين. وهذا بدوره يعني أن المؤثرين $\hat{ل}$ ، $\hat{م}$ يتبادلان أي أن توالى

تطبيقهما (ضربهما) يعطينا نتيجة لا تعتمد على الترتيب الذي طبّقا تبعاً له، وهذه المتساوية الرمزية يمكن أن تكتب بالشكل: $\hat{م}\hat{ل} - \hat{ل}\hat{م}$ = صفر. وهكذا نصل إلى نتيجة مهمة: إذا أمكن أن تأخذ كميتين ل، م في آن واحد قيمتين محدودتين فإن مؤثريهما يتبادلان.

مبدأ اللا تحديد:

وإذا كان من الناحية الأخرى $\hat{م}\hat{ل} - \hat{ل}\hat{م}$ = صفر، فليس ثمة حالة تكون فيها كلا الكميتين $\hat{ل}$، $\hat{م}$ محددتين في آن واحد. وفي هذه الحالة نقول إن الكميتين $\hat{ل}$ ، $\hat{م}$ تتميزان بعلاقات لا تحديد وهو ما يعبر عن صفة عامة مهمة للأشياء الميكانيكية الكماتية. ودعنا نتأمل على الأخص قواعد التبادل لمؤثرات العزوم والإحداثيات. فهي على الصورة.

$$h- = \hat{P}_x\hat{x}\; X\; \hat{x}\hat{P}_x$$

$$\text{صفر} = \hat{P}_x\hat{y}\; X\; \hat{y}\hat{P}_x \qquad (٣٠)$$

$$\text{صفر} = \hat{P}_x\hat{z}\; X\; \hat{z}\hat{P}_x$$

وتنطبق علاقات مماثلة على المركبات الأخرى لمؤثرات العزم والإحداثيات.

وتوضح المعادلات (٣٠) أن إحداثي جسيم بطول أحد المحاور يمكن أن يكون له قيمة معينة في آن واحد مع عزم المركبات بطول

المحورين الآخرين، ومع ذلك لا يمكن تحديد مركبة العزم والإحداثي بطول نفس المحور في نفس الوقت. وعلى الأخص لا يمكن تحديد موقع جسيم في نقطة معينة من الفضاء ويكون معلوماً لنا في نفس العزم الخاص **P**.

والعلاقات التالية نتيجة لقواعد التبادل التي تعبر عن مبدأ اللا تحديد.

$$h \sim x \triangle \ P_x \triangle$$
$$h \sim y \triangle \ P_y \triangle \qquad (٣١)$$
$$h \ z \triangle \ P_2 \triangle$$

ونرى من المعادلات (٣١) أننا كلما نعلم بدقة إحداثي الموقع الجسيم (أي كلما صغر $\triangle x$) كلما زاد اللا تحديد في قيمة مركبة العزم $\triangle P_x$ يطور المحور والعكس بالعكس. وعلى الأخص إذا تحدد بدقة موقع جسيم من نقطة معينة من الفضاء ($\triangle \ x = \triangle y = \triangle z =$ = صفر) عن ذلك تكون $\triangle P_x = \triangle P_y = \triangle \frac{p}{z} = \infty$ ومعنى هذا أن كل قيم العزم متساوية الاحتمال. وعلى العكس إذا كان لجسيم عزم P محددا باقيا فأي موقع في الفضاء محتمل بدرجة مساوية.

ويتبع هذا على الأخص أن حالة جسيم حر (دالة موجية) يعطينا إياها تماماً إما متجه عزمه P وحده أو متجه قطره ر وحده. وفي

الميكانيكا الكلاسيكية يحدد حالة جسيم كما نعلم النص آنياً على عزمه P وإحداثي موقعه ر.

وعلاقات اللا تحديد قائمة أيضاً لكميات أخرى، ولدينا على الأخص للطاقة والزمن (في مجموعة لها تأثيرات متبادلة من الأشياء الخارجية متناهية الضعف).

$$\Delta(E - \acute{E}) \sim \frac{h}{\Delta \text{ز}} \quad (٣٢)$$

والتعبير (٣٢) هو علاقة اللا تحديد للطاقة، ومع ذلك فمعناه الفيزيائي يغاير تماماً تعبير علاقة اللا تحديد $\mathbf{x} \sim \mathbf{h} \triangle \mathbf{P} \triangle$ لإحداثي الموقع والعزم، ففي هذا الأخير يكون $\triangle \mathbf{P}$، $\triangle \mathbf{x}$ لا تأكيدين في القيم الدقيقة للعزم والإحداثي في نفس اللحظة وهما يشيران إلى أن الاثنين لا يمكن تحديدهما بالضبط في آن واحد، وعكس ذلك فإن الطاقتين $\mathbf{E} - \acute{\mathbf{E}}$ في (٣٢) هي الفرق بين قيمتين قيستا بدقة في لحظتين مختلفتين من الزمن إنها ليست لا تحديد في قيمة الطاقة في لحظة ومعلومة و $\triangle$ ز هي فترة الزمن بين القياسين.

معادلة الموجة:

إن دالة الموجة كما ذكرنا آنفاً تحدد تماماً حالة مجموعة فيزيائية في الميكانيكا الكماتية، ومعنى هذا أن ذكر الدالة في أي لحظة لا يصف خواص المجموعة في تلك اللحظة فحسب بل يتنبأ أيضاً بسلوكها في أي لحظة تالية من الزمن طبعاً إلى الحد الذي يمكن القيام به بوجه

عام في ميكانيكا الكم. وبالتعبير الرياضي يكون معنى هذا أن الكمية $\frac{\text{ء}\psi}{\text{ء ز}}$ يمكن أن نحددها في أي لحظة معلومة الدالة ψ نفسها في تلك اللحظة وتبعاً لمبدأ التراكب يجب أن تكون العلاقة الخطية ونستطيع في الحالة الأعم أن نكتب.

$$\hat{\text{ل}}\psi = i\frac{\text{ء}\psi}{\text{ء ز}}$$

حيث $\hat{\text{ل}}$ هي المؤثر الخطي و i مضاعف أدخلناه للسهولة الرياضية. ويكشف البحث عن خواص المؤثر $\hat{\text{ل}}$ أنه في غياب المجالات التي تعتمد على الزمن يكون مؤثر طاقة. وهذا المؤثر الذي سنشير إليه بالرمز $\hat{H}$ يسمى هاملتوني المجموعة. وتأخذ العلاقة بين $\frac{\text{ء}}{\text{ء ز}}$، ψ الشكل.

$$i\, h\frac{\text{ء}\psi}{\text{ء ز}} = \hat{H}\psi \qquad (٣٣)$$

وإذا عرف شكل الهاملتوني تعطينا المعادلة (٣٣) دوال الموجة لموجة فيزيائية معلومة، وهذه المعادلة الأساسية في ميكانيكا الكمات تسمى المعادلة الموجة.

الهاملتوني:

دعنا الآن نحدك شكل الهاملتوني، وهي مشكلة بالغة الأهمية حيث إنها تحدد شكل معادلة الموجة. وسوف نبدأ بتأمل جسم حر أي جسيم ليس واقعاً في أي مجال خارجي، ونظراً لتجانس المكان لا يمكن أن يحتوي هاملتوني الجسيم الإحداثيات صراحة ويستطيع أن يعتمد على مؤثر العزم فقط، وفوق ذلك فحيث إن الطاقة الكلية والعزم لجسيم حر يظلان دون تغير فإن كلا الكميتين يمكن ظاهريًّا أن يوجدا في آن واحد. وعلى قدر ما يحدد تماماً متجه العزم حالة الجسيم فإن القيم الذاتية للطاقة E يجب أن يعبر عنها باعتبارها دوال للعزم في نفس الحالة حيث تكون E دالة فقط للقيمة المطلقة للعزم وليس لاتجاهه. وذات شكل الدالة E (P) تحدده تماماً مطالب مبدأ النسبية الجاليلي الذي يجب أن يتحقق في الميكانيكا الكماتية اللا نسبية بنفس الطريقة التي يتحقق بها في الميكانيكا الكلاسيكية (اللا نسبية) ويؤدي هذا المطلب في الميكانيكا الكلاسيكية إلى دالة تربيعية للطاقة ضد العزم[1] $E = \frac{p^2}{2\,ك}$

ولكي تظهر هذه العلاقة لكل القيم الذاتية للطاقة والعزم يجب أن تنطبق علاقة مماثلة على مؤثراتها.

$$\hat{H} = \frac{1}{2\,ك} \left(2\hat{P}_z + 2\hat{P}_y + 2\hat{P}_x \right) \qquad (٣٤)$$

(1) من السهل بالوصول إلى هذه المعادلة بتطبيق التعبيرات عن طاقة الجسم الحر $\frac{ك\,ء\,2}{2}$. والسرعة $ء = \frac{P}{ك}$

وهذا هو الدالة الهاملتونية للجسم حر الحركة وهامتلوني جسم واحد واقع في مجال خارجي هو:

$$\widehat{H} = \frac{2_P}{2\text{ ك}} + U \ (x ، y ، z) \qquad (٣٥)$$

حيث U (X ، Y ، z) هو طاقة الوضع للجسيم في المجال الخارجي، ويمكن اعتبار الحد الأول مؤثر طاقة الحركة والحد الثاني كمؤثر طاقة الوضع والأخير مجرد اختزال إلى تضعيف بسيط بالدالة U. لاحظ أن القيم الذاتية لمؤثر طاقة الحركة دائماً إيجابية حيث إن المؤثر يساوي مجموع مربعات مؤثرات مركبات العزم مأخوذة بمعاملات موجبة.

معادلة شرود نجر:

وباستبدال التعبير الهاملتوني (٣٤)، (٣٥) في المعادلة العامة (٣٣) يعطينا معادلة موجة للمجموعات المناظرة، وقد اشتق شرودنجر هذه المعادلة وهي تحمل اسمه.

خواص الحلول:

دعنا نختبر الخواص الأساسية لمعادلات شرودنجر، وينبغي أولا أن نلاحظ أن الشروط التي تحقق حلولها عامة جدًّا من حيث طبيعتها: يجب أن تكون دالة الموجة فريدة ومستمرة ومحددة في كل الفضاء.

الجسيم الحر:

وللمعادلة حلول محددة في كل الفضاء بالنسبة لجسيم حر عند أي قيمة موجبة للطاقة E (بما في ذلك الصفر) وهكذا يكون مدى

الطاقة لجسيم يتحرك بحركة حرة مستمر من صفر إلى + ∞

ولحلول معادلة شرود نجر لجسيم حر يمكن أن نأخذ الدوال الذاتية العامة لمؤثرات المركبات الثلاث للعزم. ودوال الموجة للحالات الساكنة أي الحالات التي يكون للطاقة فيها قيم نوعية سوف يكون لها عندئذ الشكل:

$$\psi = \text{ثابت} \times i_e \left(\frac{E}{h} \text{ ر} - \frac{E}{h} \text{ ز}\right) \quad (٣٦)$$

حيث E= $\frac{2P}{2 \text{ ك}}$ وأيًّا من أمثال هذه الدالة تصف حالة يكون للجسيم فيها طاقة نوعية E وعزم P وتكتشف مقارنة شكلية بحتة للدالة (٣٦) بالمعادلة (٢٥) عن كونها موجة مستوية ترددها $\frac{E}{h}$ وطول موجة $\frac{2 \text{ ط } h}{P}$ تنتشر في اتجاه p وتسمى طول موجة دي بروي للجسيم، وهكذا يكون لدينا العلاقة الأساسية التالية للجسيم في الميكانيكا الكماتية.

$$\psi \cong \lambda \frac{h}{P}, \; h = E\omega, \; k \; h = p \quad (٣٧)$$

ومعادلة شرودنجر "لجسم مقيد" أي جسيم لا يمكن أن يتحرك إلى ما لا نهاية من مراكز الجذب لها حلول تحقق الشروط السابقة للنهائية ولكن يقيم طاقة نوعية سالبة فقط. إن مدى الطاقة لجسيم مقيد مدى متقطع (حبيبي).

طاقة الصفر:

لا تكون أبداً أقل قيمة ذاتية لطاقة الحركة في مدى حبيبي صفراً. وهكذا لا يمكن في الميكانيكا الكماتية أن تكون طاقة حركة جسيم مقيد صفراً (حتى في درجة الحرارة المطلقة صفر).

ظاهرة النفق:

ويتبع حلول معادلة شرودنجر أنه في الميكانيكا الكماتية قد يحدد موقع جسيم مقيد في مناطق الفضاء حيث تكون طاقة الوضع U أكبر من الطاقة الكلية E للجسيم. والاحتمال $|\psi|^2$ لجسيم أن يتوغل في مثل هذا الحيز – ولو أنه يميل سريعاً إلى الصفر كلما عمق التوغل في الحيز – ليس صفراً على مسافات منتهية[1]. وثمة ابتعاد من حيث المبدأ في هذا الخصوص عن الميكانيكا الكلاسيكية حيث لا يمكن أبداً أن يتوغل جسيم في حيز تكون فيه E>U والسبب هو أنه عند ما تكون U>E سوف تكون طاقة الحركة سالبة، ومن ثم تكون السرعة خيالية وهذا غير معقول. وتكون القيم الذاتية لطاقة الحركة أيضاً في الميكانيكا الكماتية موجبة، ومع ذلك ليس هناك تعارض حيث ينشأ عن المشاهدة اضطراب في حالة الجسيم بحيث لا يعد له طاقة حركة محددة لو أن عملية القياس حددت موقع الجسيم في نقطة ما من نقط الفضاء.

([1]) إذا كان مثل هذا الحيز من الفضاء صغيراً جداً يكون هناك دائماً احتمال أن يميز الجسيم نفقياً خلاله.

العبور الحدي إلى الميكانيكا الكلاسيكية:

لما كانت ميكانيكا الكمات تشتمل على الميكانيكا الكلاسيكية كحالة حدية لذلك ينهض تساؤل عن كيفية حدوث العبور الحدي. يوصف في الميكانيكا الكلاسيكية الجسم بواسطة دالة موجة تعطينا القيم المختلفة لموقع الإحداثيات وهذه الدالة تمثل حلا لمعادلة تفاضلية خطية (معادلة شرودنجر) وفي الميكانيكا الكلاسيكية يعتبر الجسيم متحركاً في مسار تحدده تماماً معادلات الحركة.

وثمة علاقة تماثل من بعض الأوجه بين العلاقة القائمة بين ميكانيكا الكمات والميكانيكا الكلاسيكية مع العلاقة القائمة بين البصريات الهندسية والبصريات الموجية في الإلكتروديناميكا. إذ توصف في البصريات الموجية الموجات الكهرامغناطيسية بواسطة متجهات مجال كهربائي ومغناطيسى تحقق مجموعة محددة من المعادلات الخطية التفاضلية الآنية (معادلات ماكسويل)

أما البصريات الهندسية من الناحية الأخرى فتبحث انتشار الضوء في مسارات أو أشعة، ويقودنا التشابه إلى استنتاج أن العبور الحدي من الميكانيكا الكماتية إلى الميكانيكا الكلاسيكية يشبه الانتقال من بصريات الموجة إلى البصريات الهندسية. وفي الحالة الأخيرة يناظر الانتقال الوصول إلى حد طول موجة صفر⟵ψ صفر ومع ذلك ففي كل الظواهر الميكانيكية الكماتية يقوم ثابت الكم ومن ثم فإن الانتقال إلى الميكانيكا الكلاسيكية يمكن أن يوصف شكليًّا بالوصول إلى حد⟵ h صفر.

ويكشف بحث الحالة الحدية لمعادلة شرودنجر أنه في الحالة العامة جدًّا لا تتحول الحركة التي توصف بدالة موجة إلى حركة في مسار محدد. وتقع الصلة مع الحركة الكلاسيكية في أنه إذا كانت – في زمن ابتدائي ما – دالة الموجة ومعها احتمالات إحداثيات الموقع فإن الاحتمالات ستخضع إلى "انتقال" تبعاً القوانين الميكانيكا الكلاسيكية.

وأخيراً تختزل المؤثرات الميكانيكية عند الحد إلى مضاعفة مستوية لـ ψ بواسطة الكمية الفيزيائية المناظرة وهذا ناشئ عن كون العلاقات الميكانيكية الكماتية في شكل المؤثر تبدو تماماً مثل العلاقات الكلاسيكية المناظرة.

القياس ثانية:

وإذ نتكلم عن معادلة شرودنجر نجد أنه من الضروري أن نتذكر الدور الأساسي الذي تلعبه في ميكانيكا الكمات – عملية تبادل التأثير بين شيء ميكانيكي كماتي وشيء ميكانيكي كلاسيكي التي تسمى اتفاقا بالقياس. ومع ذلك يجب أن نؤكد أن هذه العملية لا تفترض وجود راصد. في الحالة الراهنة لا يكون صحيحاً مثل هذا الارتباط بين قوانين الطبيعة وخواص الراصد. ودعنا الآن نختبر الموقف في ميكانيكا الكمات. تأمل مجموعة تتكون من أشياء ميكانيكية كماتية وأشياء كلاسيكية، وافرض أنه قبل تفاعل ما وصف الشيء الميكانيكي الكماتي بدالة موجة ما عايرناها بطريقة حكمية. ونتيجة لتبادل تأثير مع شيء

ميكانيكى كلاسيكى تنتقل هذه الأخيرة من حالتها الابتدائية إلى حالة أخرى ما منها نُقَدِّرْ حالة الشيء الميكانيكي الكماتي.

إن خواص تبادل التأثير بين الشيء الميكانيكي الكماتي وظروف[1] كلاسيكية تكون بحيث يحصل الشيء الميكانيكي الكماتي بعد تبادل التأثير على حالة توصف بدالة موجة معينة. ومثل هذه الحالات وحدها تمكننا من الحكم على خواصها. وهكذا تكون عملية تبادل التأثير بين شيء ميكانيكي كماتي ومجموعة تخضع بدرجة كافية من الدقة للميكانيكا الكلاسيكية أساسية للميكانيكا الكماتية حيث لا يمكن أن توصف خواص الأشياء الميكانيكية الكماتية إلا وفقاً لها.

السببية:

ثمة ملاحظة عامة تستند عليها معادلة شرودنجر، إن وجود فكرتي "قبل"، و"بعد" ضروري لتصور "السبب" و "الأثر" ثم إن "معادلات الحركة" لمختلف مجموعات الظواهر الفيزيائية تمدنا بالعلاقات الوقتية لحالات الكيانات الفيزيائية؛ فإذا ذكرنا "الظروف الخارجية" (السبب) وكانت الحالات الابتدائية للأشياء معلومة فإن "معادلات" الحركة تحدد بطريقة فريدة حالة الشيء عند أي لحظة زمن تالية "الأثر"، ولقد حُدِّدَتْ الظروف الخارجية في الميكانيكا الكلاسيكية والنسبية والكماتية بواسطة مجالات، وتُذْكَر الظروف الخارجية في نظريات (الكهرامغناطيسية والجاذبية) في الحدود المناظرة "لتشكيلات الشحنة" (التي تخضع

---

(1) سواء كانت هذه الظروف قد خلقها الراصد أو أنها ظروف طبيعية قائمة بجانب أي راصد أو مستقلة عنه.

للمميزات الخاصة للمجال الجاذبي) وتُحَدَّدْ حالة ما يمكن مشاهدته عند لحظة معلومة في الميكانيكا الكلاسيكية والنسبية بإحداثيات موقعه وعزمه. وهو يحدد في النظرية الكهرامغناطيسية للمجال بواسطة قيم (في كل الفضاء) متجهات المجال الكهربائي والمغناطيسي، أما في نظرية المجال الجاذبي فَيُحَدَّد بواسطة قيمة ممتد المقياس وفي ميكانيكا الكمات بواسطة دالة الموجة.

"ومعادلة الحركة" في ميكانيكا الكمات – معادلة شرودنجر – تحدد بطريقة فريدة اعتماد دالة الموجة للحالة على الزمن. فإذا كنا نعرف الحالة الابتدائية (x) ψ لمجموعة ميكانيكية كماتية خلقها قياس فإن حالة هذه المجموعة) (ز ، x) ψ في أي لحظة ز سوف نحصل عليها بطريقة فريدة من معادلة الموجة وإذا قررنا قياس كمية ما في الحالة (ز . x)ψ سوف تكون النتيجة غير محددة وقد طمس احتمال القيم في نفس الوقت يمكن حساب كل الاحتمالات مقدماً وتحددها تعبيرات تشمل الدالة (ز ، x) ψ ودالة تعتمد على نتيجة وطبيعة القياس.

ويمكن أن يقال في الفيزياء إن ثمة مبدأين مستقلين صحيحين: "مبدأ السببية" الذي تعبر عنه "معادلات الحركة". والمبدأ الذي تبعاً له لا تظهر خواص أي كيان فيزيائي إلا في تبادل التأثير في ظروف خارجية كلاسيكية[1]. لأنه – كما رأينا – على الرغم من أن "معادلات الحركة"

([1]) لقد كان هذا هو الوضع في الميكانيكا الكلاسيكية والنسبية وفي الإلكتروديناميكا الكلاسيكية حيث يتميز المجال بتأثيره على «أجسام اختبار» مشحونة. وكان هذا هو الوضع في نظرية المجال الحادي وفي الميكانيكا

تفترض معرفة الحالة الابتدائية للمجموعة فإن كيفية الحصول على المعلومات عن الحالة والكيفية التي وصفت بها مسالة أخرى مستقلة.

ولكي نحدد حالة مجموعة فيزيائية لا بد أن تتبادل المجموعة التأثير مع أشياء خارجية كلاسيكية ومثل هذا التبادل يصحبه اضطرابات في المجموعة نفسها، ونحن نهمل هذه الاضطرابات في الفيزياء غير الكماتية، ولكنه لا مفر من النظر إليها بعين الاعتبار في فيزياء الكمات. وتبعاً لذلك يوصف بطريقة فريدة ومحددة تبادل التأثير بين مجموعة وأشياء كلاسيكية خارجية في الفيزياء غير الكماتية، ولكن هذا التبادل غير محدد في فيزياء الكمات. وحاصل البحث هو تحديد حالة المجموعة ويرتبط القَدَر التالي للظرف الذي استجد مع "معادلات الحركة".

لا انعكاسية الزمن:

من المعلوم عن جميع معادلات الفيزياء غير الكماتية أنها لا تتغير بالنسبة لأي استبدال للماضي بالمستقبل. وكذلك لا تتغير معادلة شرودنجر لأي استبدال فيها لـ – ز بِ ز[1] وبرغم ذلك تتضمن ميكانيكا الكمات بصورة أساسية لا تكافئ اتجاهي الزمن. وهو ظاهر مرتبط مع

الكماتية. وهذا هو الوضع كما سنرى فيما بعد في الإلكتروديناميكا الكماتية حيث يتطلب قياس مركبات المجال تحديد عزم جسم اختبار مشحون «بشحنات كلاسيكية محددة وتوزيعات تيار تعمل عمل أجسام الاختبار»

([1])ما دامت دالة الموجةψتستبدل في نفس الوقت بـ ψ^{*}.

العملية الأساسية لتبادل التأثير بين شيء ميكانيكى كماتي ومجموعة تخضع بدقة كافية للميكانيكا الكلاسيكية.

ونعلم أن هذه العملية تؤثر دائماً على الشيء الميكانيكي الكماتي مغيرة حالته، وتبعاً لذلك دالة موجته كما لو كانت تدمر كل الماضي (السابق لتبادل التأثير) ولقد رأينا أنه إذا تعرض شيء ميكانيكي كماتي لتبادل تأثير متتاليتين ا، ب فإن آثار العملية أ يمكن استخدامها لتحديد آثار العملية ب دون الالتفات إلى ما كان يحدث للشيء قبل أن تبدأ العملية أ. وهذا يوضح طبيعة الإثنينية للقياس في ميكانيكا الكمات فدوره مختلف بالنسبة إلى ماضى أو مستقبل الشيء.

وهكذا لا تظهر ميكانيكا الكمات التماثل الفيزيائي التام لكلا اتجاهى الزمن.

قوانين البقاء في ميكانيكا الكمات:

لقد رأينا أن أهم خواص التماثل للزمن والمكان تؤدي إلى النتيجة التي مؤداها أن كل الكيانات الفيزيائية بما فيها المجموعات الميكانيكية الكماتية لا بد أن تتميز بكميات مثل الطاقة والعزم والعزم الزاوي. وفوق ذلك فإن هذه الكميات في المجموعات المقفلة يجب أن "تبقى". ويعبر عن قوانين البقاء في ميكانيكا الكمات على شكل مؤثر بكل ما يتبع ذلك من نتائج.

وينهض مبدأ بقاء الطاقة من تجانس الزمن بالنسبة إلى المجموعة. يتميز هذا المبدأ في الميكانيكا الكماتية بأنه لا يمكن التحقق منه إلا بواسطة قياسين بدقة من درجة $\frac{h}{\text{ء ز}}$ حيث ء ز هي فترة الزمن بين القياسين (انظر المعادلة ٣٢) ولقد ناقشنا من قبل مدى الطاقة للجسيمات الحرة والمقيدة.

وينهض من تجانس المكان بالنسبة إلى مجموعة ما مبدأ بقاء العزم، وبالطبع لا يدخل في الاعتبار هنا إلا مدى القيم الذاتية الممكنة بالنسبة إلى الجسيمات الحرة. ولما كانت ميكانيكا الكمات تتناول الظواهر المقيدة بحيرات صغيرة من المكان، ولما كان جسيم يتحرك بحركة حرة يمكن أن ينتقل إلى ما لا نهاية فإنه من الطبيعي أن نتوقع أن يكون مدى القيم الذاتية للطاقة والعزم لجسيم متحرك بحركة حرة غير مختلف عن الكميات الممكنة في الميكانيكا الكلاسيكية. ولقد وجدنا بالفعل أن مدى الطاقة لجسيم حر متصل من صفر إلى + ∞ (والقيم السلبية وهي المتجزئة تناظر حالات الجسيمات المقيدة) وواضح الآن أن مدى القيم الذاتية لمركبات العزم مستمر أيضاً ويمتد من – ∞ إلى + ∞

وينهض مبدأ بقاء العزم الزاوى من تماثل خواص الفضاء. ومميزاته الميكانيكية الكماتية تتلخص في أن مركبات العزم الثلاثة لا تتبادل، ومن ثم لا يمكن أن يكون لها قيم محددة في نفس الوقت (إلا عندما تكون كلها في وقت واحد صفراً) ومن هذه الوجهة يختلف العزم الزاوي بصورة أساسية عن العزم الخطي الذي يكون لمركباته الثلاثة قيم محددة في

وقت واحد، وهكذا لا يكون للجسيم الميكانيكي الكماتي متجها عزما زاويا. ويمكن أن تعطي آنياً قيماً محددة للقيمة المطلقة للعزم الزاوي ولإحدى مركباته.

وينبغي كقاعدة أن لا يدخل العزم الزاوي في الاعتبار إلا مرتبطاً مع المجموعات المقيدة. والقيم الذاتية الممكنة للعزم الزاوي غير متصلة (لكل من القيمة المطلقة والمركبة في أي اتجاه) كما أن العزم الزاوي لا يستبدل مع العزم الخطى أي أن الكميتين لا يمكن إعطاؤهما قيماً معينة في نفس الوقت.

ويقودنا تجانس الفضاء وتماثل خواص اتجاهاته بدورهما إلى تماثل الفضاء الكامل بالنسبة إلى اليمين واليسار وإحدى نتائجه عدم تغيير قوانين الطبيعة بالنسبة إلى انعكاس المرآة أو الانقلاب. ولا يؤدي في الفيزياء غير الكماتية عدم التغيير بالنسبة إلى الانقلاب إلى أي قوانين بقاء ولكنه مع ذلك يؤدي في فيزياء الكمات إلى قانون بقاء المشابهة أو الندية[1].

ومادته كما يلي: إن انقلاباً في دالة موجة ينشأ عنه في الدالة إما عدم تغيرها كلية أو انقلاباً لإشارتها وفي الحالة الأولى تكون دالة الموجة (والحالة المناظرة) زوجية. وفي الحالة الأخيرة تكون حالة الموجة فردية

---

(1) ترجمنا اصطلاح «parity» بكلمة المشابهة ثم وجدناها بعد ذلك مترجمة في قاموس «المورد» بالمشابهة أو الندية، الذي أعجبنا به والقارئ حر أن يختار أيهما بمعنى المشابهة التي تجعل الواحد ندا للآخر.

(المترجم)

وبعبارة أخرى إذا كانت حالة مجموعة مغلقة لها مشابهة (أي إذا كانت زوجية أو فردية) فإن مشابهتها لا تتغير مع الزمن. وينظم قانون بقاء المشابهة بالإضافة إلى قوانين البقاء الأخرى إمكان انحلال تكوين المجموعات المركبة، وهكذا إذا حطمت القوى الداخلية مجموعة مغلقة إلى عدة أجزاء فإن عزمها الزاوي ومشابهتها لا يتغيران وهذا قد يجعل مستحيلا بالنسبة إلى مجموعة ما أن تتحلل حتى لو كانت الظروف الطاقية للانحلال قائمة.

مسألة الجسيمين:

تأمل حركة مجموعة من جسيمين يتبادلان التأثير، ولاحظ مبدئيًّا أن ذكر الهاملتوني يحدد خواص المجموعة الميكانيكية الكماتية على قدر ما يحدد هاملتوني الموجه شكل معادلة الموجة التي نجد منها دوال الموجة للمجموعة[1].

وفي مشكلتنا يستقل الهاملتوني عن الزمن ويتفق مع مؤثر الطاقة والأخير يستبدل مع العزم والعزم الزاوي ومؤثرات الانقلاب، ومعنى هذا أنه يمكن أن يكون لها دوال موجة مشتركة. وهذا يضع قيوداً معينة على حلول معادلة الموجة. ودالة الموجة للمجموعة تحدد تماماً بذكر الطاقة والعزم والعزم الزاوي (وتستخرج المشابهة من العزم الزاوي للمجموعة).

([1]) إن الهاملتوني هو بالذات الذي يظل لا متغيراً (للمجموعات المغلقة) بالنسبة إلى التحويلات الثلاث المذكورة لمجموعة إحداثيات: الانتقال الموازي والدوران والانقلاب.

وإلى ذلك فما دامت حركة المجموعة يمكن تمثيلها باعتبارها كمجموع حركتين مستقلتين (انتقال المجموعة ككل والحركات النسبية للجسمات المكونة) فإن دالة الموجة للمجموعة سوف تتكون من مركبتين مستقلتين دالة الموجة للحركة الحرة ودالة الموجة للحركة المقيدة. وكما نعلم تحدد الأولى تماماً بمتجه العزم ومن ثم تحدد الأخيرة تماماً بأن نذكر في نفس الوقت الطاقة والعزم الزاوي (القيمة المطلقة للعزم الزاوي وحركته في اتجاه تحكمي).

الدرجات "الداخلية" للحرية:

إننا نرى أن العدد الأقصى من الكميات الفيزيائية التي تحدد تماماً حالة المجموعة الميكانيكية الكماتية والتي يكون لها في نفس الوقت قيم محددة ومساوية لعدد درجات الحرية للمجموعة. وللمجموعة الميكانيكية مميزات مثل المشابهة وما يسمى اللف. وكلاهما قدر ميكانيكي كماتي صميم يتلاشى عند الانتقال إلى الميكانيكا الكلاسيكية، وهكذا يكون للأشياء الميكانيكية الكماتية درجات داخلية محددة من الحرية.

اللف:

لقد وجد أن الجسيمات الأولية يجب أن يكون لها عزم زاو ذاتي لا يرتبط بأي شكل كان بحركتها في الفضاء ويعرف باللف، ويجب التفريق بينه وبين العزم الزاوي المرتبط بالحركة في الفضاء "العزم الزاوي

المداري"[1]. ولما كان يجب معالجة الجسيم باعتباره نقطة فلا معنى لتصوير عزمه الزاوي الذاتي باعتباره ناشئاً عن دورانه حول محوره، وهذا يوضح أن اللف قدر ميكانيكي كماتي بحت ليس له أي تفسير "كلاسيكي".

لقد افترضنا فيها تقدم دائماً أن دالة الموجة الجسيم دالة لإحداثياته، ومع إدخال فكرة اللف يجب أن تكون دالة الموجة دالة لكل من الإحداثيات ومتغير اللف الذي يقدم قيمة إسقاط اللف على اتجاه نختاره في الفضاء ويمر خلال عدد محدود من القيم المتجزئة. وهذه القيم يمكن أن تكون قوى لدوال الموجة. وهكذا فإن دالة الموجة لجسيم لفه ليس صفراً تصور في الواقع لا دالة واحدة بل مجموعة متعددة من دوال الإحداثيات لها قوى لف مختلفة.

مجموعات الجسيمات المتشابهة:

سوف نرى فيما بعد أن المجموعات المكمتة التي تتكون من جسيمات متشابهة لها خصائص معينة ليس لها مثال في المجموعات الكلاسيكية. إن الجسيمات المتطابقة لا تفقد في الميكانيكا الكلاسيكية فرديتها برغم تشابه خواصها الفيزيائية. ويستطيع المرء أن يتخيل أن الجسيمات التي تكون مجموعة فيزيائية معلومة قد تم ترقيمها في لحظة ما ويمكن تعقب حركة كل منها في مساراتها، وبهذا الشكل يمكن تحديد شخصيتها في أي لحظة.

---

(1) سوف نرى فيما بعد أن الجسيمات تتميز أيضاً بمشابهة ذاتية وتدخل هذه الأخيرة في الاعتبار في توالد وانعدام الجسيمات.

أما في الميكانيكا الكماتية فإن مبدأ اللا تحديد يدخل حالة جديدة بالكلية إذ يصبح تصور المسار أو الطريق في الواقع لا معنى له. ولا يمكن أن نعطي للسرعة أو العزم قيمة محددة في آن واحد مع إحداثيات الموقع للجسيم، ولكن السرعة مضروبة في عنصر تفاضلي للزمن △ ز تحدد إزاحة الجسيم في الزمن △ ز، ومن ثم فإن غياب السرعة في نفس الوقت مع الإحداثيات يعني أنه إذا حدد موقع جسيم بدقة في لحظة معلومة فإن إحداثياته لن يكون لها في اللحظة التالية أي قيمة محددة على الإطلاق. ومعنى هذا أنا وقد حددنا موقع الجسيمات وأرقامها في لحظة ما سوف نظل عاجزين عن تمييزها (التحقق من شخصيتها) في أي لحظة تالية. إننا إذا حددنا موقع جسيم في نقطة ما من الفضاء فإننا سوف لا نستطيع أن نقول في لحظة تالية أي الجسيمات هي التي وصلت فعلا عند تلك النقطة.

وهكذا يستحيل من حيث المبدأ في الميكانيكا الكماتية تعقب أي جسيم من بين عدد من الجسيمات المتشابهة ومن ثم تمييزه. إن تطابق الخواص الفيزيائية يؤدي في حالة المجموعات الميكانيكية الكماتية إلى استحالة تحديد أي جسيم فرديًّا. إن المبدأ الذي يسمى عدم قابلية الجسيمات المتماثلة للتميز يلعب دوراً أساسيًّا في البحث الميكانيكي الكماتي لمجموعات الجسيمات المتشابهة.

تأمل مجموعة من جسيمين، إن الحالات الناشئة عن التبادل البسيط للجسيمين ينبغي أن تكون متكافئة نظراً لتطابقهما، أي أن دالة

الموجة للمجموعة قد تتغير بلا أكثر من مضاعف طور يمكن إهماله. دع (م١ م٢) ψ الموجة للمجموعة، م١ م٢ تشير إلى مجموع إحداثيات الموقع الثلاثة وإسقاطات اللف لكل جسيم[١] وعندئذ يكون لدينا. ψ

(م١ ، م٢) = $\psi e^{i\propto}$(م٢ ، م١)

حيث $\propto$ ثابت حقيقي. ويعيدنا تبادل ثان إلى الحالة الابتدائية. وإذا ضربنا دالة ψ في $^{i\propto}$ ٢ فإننا نجد أن $e^{c\propto}$٢ = ١ أو $e^{i\propto}$ = $\pm$ ١ وهكذا ψ (م١ ، م٢) = $\pm$ (م٢ ، م١)

ونصل إلى أنه ليس هناك إلا حالتان ممكنتان: إما أن تكون دالة الموجة تماثلية (لا تتغير عندما تغير الجسيمات أماكنها) أو تماثلية مقابلة (تغير إشارتها عند ما تتبادل الجسيمات) وواضح أن دوال الموجة لكل الحالات لنفس المجموعة يجب أن تكون لها نفس نوع التماثل وإلا لصارت دالة الموجة التي تصور تراكباً لحالات تماثل مختلفة لا تماثلية ولا غير تماثلية. ويمكن تعميم هذه النتيجة مباشرة على مجموعة لها عدد تحكمي من الحسنات المتشابهة. وهكذا نجد أن ثمة قيوداً قد فرضت على الحالات الممكنة للمجموعات ذات الجسيمات المتطابقة.

وتوصف خواص تجمعات الجسيمات من نوع واحد إما بدوال موجة تماثلية أو تماثلية مقابلة اعتماداً على أنواع الجسيمات. وتسمى مجموعات الحسنات التي توصف بدوال تماثلية مقابلة خاضعة لإحصائيات

---

(١) لا يتناظر بعد تبادل بسيط لإحداثيات جسيمية لتبادل فيزيائي أو تحول مادة إلى مادة.

فرمي – ديراك (أو فرمي ببساطة) والمجموعات التي توصف بدوال تماثلية تطيع إحصائيات بوز – آينشتين (أو بوز) (انظر الفصل التاسع).

وتوضح نظرية الكميات النسبية (انظر الفصل التالي) إن الإحصائيات التي تحكم نوعاً من الجسيمات تتعلق بلفها فقط فتطيع الجسيمات ذات نصف لف كامل إحصائيات فرمي، وتلك التي لها لف كامل إحصائيات بوز. وينشأ عما تقدم نتائج مهمة: لا يمكن أن يشغل جسيمان يطيعان إحصائيات فرمي نفس الحالة الكماتية في نفس اللحظة (مبدأ الاستبعاد لبولي) وأي عدد من الجسيمات في مجموعة من الجسيمات المتشابهة التي تطيع إحصائيات بوز يمكن أن يشغل نفس الحالة الكماتية في نفس الوقت. وهكذا نلاحظ أنه حتى عندما لا يكون هناك تبادل تأثير مباشر في مجموعة كماتية من الجسيمات المشابهة فإن هناك نوعاً فريداً من التفاعل بينها هو "تأثير التبادل".

الذرة:

ودعنا نطبق المبادئ الآنفة لميكانيكا الكمات على الذرة، إن الذرة مجموعة من الإلكترونات التي تتبادل التأثير كهربائيًّا وتتحرك في المجال الكولومي للنواة. وكما نعلم فإن الطاقة والعزم الزاوي المداري والمشابهة لمجموعة من الجسيمات في مجال خارجي مركزي التماثل باقية. وعلى ذلك فكل حالة ساكنة للذرة تتميز بعزم زاو معين والمشابهة. وفوق ذلك فإن الحالات الساكنة للمجموعات ذات الجسيمات المتطابقة لها تماثل تبادل معين يرتبط به لف مجموعة من الإلكترونات. وعلى قدر كون الذرة مجموعة

من الجسيمات المقيدة فإن قيم الكميات الآنفة تتضمن مجموعة متجزئة ويمكن أن نجدها من حلول معادلة شرودنجر للمجموعات الذرية المناظرة.

إن المجموعة من الإلكترونات تطيع إحصائيات فرمي (لف الإلكترونات $\frac{1}{2}$ الواحد الصحيح) وعلى ذلك تخضع لمبدأ الاستبعاد لبولي. وهذا يقودنا إلى قوانين معينة تحكيم الكيفية التي تملأ بها الإلكترونات الحالات الكماتية التي تمدنا بتفسير جميل الطبيعة التغير الدوري في الخواص الذي يظهر على العناصر مرتبة حسب أعدادها الذرية (جدول منديليف الدوري).

خاتمة:

الميكانيكا الكماتية اللا نسبية التي لخصناها في هذا الفصل تمثل نظرية فيزيائية كاملة ومتسقة منطقيًّا أيدتها تأييداً بارعاً في مجال تطبيقها تجارب لا حصر لها. والفضل في وجودها يرجع إلى ماكس بورن وفرنر هيزنبرج وإروين شرودنجر وبول ديراك وغيرهم من عظماء الفيزيائيين، ويمثل اكتشاف ميكانيكا الكمات واحداً من أعظم انتصارات العقل البشري. لقد أوضح في الواقع أن الإنسان قادر على أن يرتفع فوق ما يتخيله هو نفسه وأن يعرف أشياء يعجز عن تخيلها.

الفصل السادس

النظرية النسبية للكمات

لقد ناقشنا في الفصل السابق خواص الجسيمات داخل حيزات صغيرة من الفضاء، ووجدنا أن سلوكها يطيع قوانين الكم وخواص المجال باعتباره كياناً فيزيائيًّا تخضع أيضاً لتغيرات في الحيزات الصغيرة من الفضاء.

المجموعات ذات الأعداد المتغيرة من الجسيمات:

لقد رأينا أنه على القياس الذرى ليس لأي نوع من التأثيرات المتبادلة أهمية إلا الكهرامغناطيسية منها. وكما لاحظنا من قبل نجد أن خواص إشعاع كهرامغناطيسي "مشابهة" لخواص جسيمات كتلتها صفر وتسمى فوتونات تنتقل بالسرعة ج. وهذا الشبه يجعل المجال الكهرامغناطيسي مما يمكن اعتباره كمجمع للفوتونات. وواضح أن الخواص الحبيبية للمجال (عزوم الفوتونات) قد لا تظهر تماماً إلا عندما تكون طاقة الفوتونات من نفس درجة طاقة الجسيمات التي تتبادل التأثير معها (الإلكترونات وتتيح لنا العلاقة $h\omega$ = ك ج^{٢} تقديراً يبلغ قدر ترددات الفوتون (ω ~ ١٠^{٢٠} ت$^{-١}$) وأطوال موجات $\lambda \sim 10^{-10}$ سم)، وهكذا تصبح الطبيعة الكماتية للمجال عند مسافات من قدر ~ ١٠$^{-١٠}$ سم هي السائدة بصورة أساسية.

وإذا حاولنا أن نعمم "الميكانيكا الكماتية اللا نسبية للجسيمات التي كتلتها ليست صفراً" على الصعيد النسبي فإننا نصل أيضاً إلى تصور المجموعات ذات العدد المتغير من الجسيمات. وتتيح لنا حالياً معادلات الميكانيكا الكمائية النسبية (معادلة ديراك) تحويلا بفضل ما يسمى "استبدال الشحنة" الذي يستبدل فيه جسيم بضد جسيم[١] وضد الجسيم للإلكترون هو البوزيترون، ومن الخصائص المميزة لزوج من الجسيم – ضد الجسيم انعدامها أو تولدهما نتيجة لتبادل التأثير. وهكذا تكون مجموعات الإلكترون بوزيترون مجموعات ذات عدد متغير من الجسيمات، وعلى هذا الأساس يمكن تفسير مثل هذه المجموعات كنوع من المجال المكمت.

ولمعادلات الميكانيكا الكماتية النسبية للجسيمات مميزات معادلات المجال فهي تصف المجموعات ذات العدد المتغير من الجسيمات ولا تصف خواص الجسيمات الفردية، ولا يمكن وصف سلوك إلكترون نسبي في حدود جسيم فردي إلا في ظروف معينة مبسطة للغاية.

المجال المكمت:

تستبدل في المحيط الكماتي النسبي فكرتا الجسيم والمجال بالتصور الجديد "المجال المكمت" (مجال الإلكترون بوزيترون ومجال الفوتون).

---

[١]) خاصة المعادلات المذكورة هنا هو أنه إذا استبدلت كل جسيمات المجموعة بأضداد المجموعة المناظرة، وبقيت علامة المجال الكهرامغناطيسي لا تتغير المعادلات. إننا عند ما نتكلم عن زوج من الجسيم – ضد الجسيم، فإن مسألة أيهما الجسيم وأيهما ضد الجسيم مسألة شكلية وليس لها معنى فيزيائي.

ولا يمكن في أعم المجالات اعتبار هذه المجالات حرة إذ أنها تتبادل التأثير دائماً. ويرى هذا في تحول زوج من الإلكترون بوزيترون إلى فوتون والتحول المقابل للفوتونات إلى أزواج إلكترون– بوزيترون. ويرى هذا أيضاً في كون إلكترون (مثل بوزيترون) يتبادل التأثير دائماً مع المجال الكهرامغناطيسي (مجال الفوتون) الذي يتولد منه. إن الإلكترون يمتص ويصدر الفوتونات، وإصدار الفوتونات قصير العمر جداً (يسمى الإصدار النظري) والفوتون المضاد يمتص ثانية مباشرة، ومن ثم يكون التعبير المستمد من العلاقة $\Delta E \Delta$ز~ هـ عن الطاقة الذاتية للفوتون غامضاً. إن فوتونا قد يولد زوجاً من الإلكترون– بوزيترون ينعدم بالتالي مع إصدار فوتونات.

إن الإلكترونات والبوزيترونات تتبادل التأثير خلال وساطة مجال فوتون وتتبادل من الناحية الأخرى الفوتونات خلال وساطة مجال إلكترون– بوزيترون وهكذا يشمل مجال إلكترون بوزيترون ومجال فوتون مجال إلكترون– بوزيترون فوتون مكمت واحد وهذا المجال تتناوله بالبحث الإلكتروديناميكا الكماتية (النظرية الكماتية للمجال الكهرامغناطيسي).

الوصف الكماتي:

يجب أن تكون معادلات المجال إلكترون– بوزيترون– فوتون مجموعة من معادلات ديراك وماكسويل في شكل "مؤثر". يجب أن تكون رياضيات وتصورات النظرية الكماتية النسبية مختلفة عن تصورات

ورياضيات الميكانيكا الكماتية النسبية مختلفة عن تصورات ورياضيات الميكانيكا الكماتية اللا نسبية. إن نظرية الوصف الميكانيكي الكماتي اللا نسبي لا تبحث صراحة عمليات تولد الجسيمات وانعدامها (أو بعبارة أدق تبادلها) ويعطينا في الميكانيكا الكماتية مربع دالة الموجه احتمال وجود جسيم في حالة معلومة. وتصف في النظرية الكماتية النسبية دوال الموجات للمجلات المكمتة جماعات الجسيمات التي تؤدي إلى المجالات محل الاعتبار وعمليات التبادل التي تتضمنها النظرية صراحة.

وتبعاً لذلك تحصل دوال الموجة للمجالات المكمتة على شكل "المؤثر" وتنفصل إلى مؤثرات تولد الجسيم وانعدامه التي تقوم بينهما علاقات "استبدالية" وتتحدد دوال الموجة التأثيرية بواسطة معادلات المجال والعلاقات الاستبدالية. وهكذا لا تعد دوال المجال دوالا بالمعنى المتفق عليه وتصبح مؤثرات لدالة موجة تشترك فيها كل المجالات تسمى (سعة الحالة)، ونحن نعلم في النظرية الكماتية النسبية احتمالات الحالة بواسطة الصور التربيعية لسعة الحالة.

وتعتبر مختلف عمليات إشعاع الفوتون وامتصاصه بواسطة الإلكترونات والبوزيترونات وتناثر الفوتون وتولد أزواج الإلكترون بوزيترون وانعدامها مع إصدار الفوتونات وكثير غيرها كانتقالات لمجال إلكترون– بوزيترون– فوتون من حالة إلى أخرى. وثمة حالة أخرى ممكنة للمجال (أوطأ حالة أساسية) تتلاشى فيها الجسيمات محل الاعتبارات ككماتها،

وتسمى هذه الحالة "الفراغ" وعندما يكون المجال في حالة "إثارة" يحتوي "كمات مثارة" وهي الجسيمات في الواقع.

خاصية الفراغ:

ويمكن نظراً لضعف التأثيرات المتبادلة بين مجال الإلكترون– بوزيترون، ومجال الفوتون أن نتناولها ببعض التقريب على انفراد، ومع ذلك ينبغي أن نتذكر أنها في الواقع تتبادل التأثير دائماً (بفضل وجود حالات الفراغ) وإن فكرة المجالات الحرة المحددة الموقع خطأ من حيث المبدأ.

إن حالة الفراغ لمجال فوتون هي حالة فيها عدد الفوتونات صفر ولها طاقة معينة صفر وتشاهد ظاهرة ما يسمى ذبذبات نقطة الصفر لمجال فوتون في عدد من الظواهر وتجريبياً. وحالة الفراغ لمجال إلكترون – بوزيترون وهي حالة فيها عدد الإلكترونات والبوزيترونات صفر متوسط قيمة الشحنة الكهربائية لهذه الحالة صفر ومع ذلك نشاهد بفضل ذبذبات نقطة الصفر لحالة الفراغ شحنات ذات علامة متغيرة تظهر وتتلاشى في قطاعات مختلفة من الفضاء وهذا الأثر لاستقطاب الفراغ للإلكترون – بوزيترون يشاهد تجريبياً.

ملاحظات:

لقد رأينا في نظرية النسبية العامة أن الخواص الهندسية للزمن – مكان، تتكيف بالظواهر الفيزيائية. وفي نظرية الكم النسبية نرى أن للفراغ

– الفضاء الفارغ – خواص فيزيائية. وعندما تكلمنا عن مجال الفوتون لاحظنا أن كمات إثارته (الفوتونات) لها لف واحد صحيح، ومن ثم فإنها تطيع إحصائيات بوز أي أن عدداً لا نهائياً قد يكون في كل حالة لمجال الفوتون، وهكذا يكون الانتقال الأقصى (حدياًّ) إلى تصورات الإلكتروديناميكا الكلاسيكية ممكناً.

وقد لاحظنا إذ كنا نتكلم عن مجال الإلكترون– بوزيترون أن كمات إثارته (الإلكترونات والبوزيترونات) لا يمكن أن تظهر وتختفي إلا أزواجاً اتفاقاً مع قانون بقاء الشحنة. وللإلكترونات والبوزيترونات لفان نصف الواحد الصحيح، ويطيعان إحصائيات فيرمي، ولا يمكن أن هناك أكثر من جسيم واحد في كل حالة ممكنة لمجال إلكترون– بوزيترون. وهكذا لا يكون هناك معنى لمسألة أي انتقالات حدية (إلى النظرية الكلاسيكية) ويكون مجال الإلكترون بوزيترون أساس كيان كماتي نسبي[1] ولقد كان إيضاح الارتباط بين اللف والإحصائيات إنجازاً مهما من إنجازات النظرية النسبية الكماتية.

تفاعل النقطة:

لقد أشرنا من قبل إلى أن التفاعل بين فوتون إلكترون– بوزيترون ضعيف جداًّ وتبعاً لذلك تحل المعادلات الأساسية للنظرية الكماتية النسبية بطريقة التقريبات المتوالية. ويعتبر التأثير مثل زيادة صغيرة

---

(1) لاحظ في هذا الأمر أن آثر تبادل التأثير للفوتونات خلال مجال إلكترون بوزيترون (أثر لا خطي) لا وجود له في النظرية الكلاسيكية.

(اضطراب صغير) حيث يعبر عن كل الكميات على شكل متسلسلة في قوى p لثابت التأثير (وهو صغير بالمقارنة بالوحدة).

ولا يحدث التأثير كما نعلم في النظرية الكماتية النسبية إلا عندما يكون جسيمان في آن واحد في نفس النقطة من الفضاء (تصور الفضاء الضيق أو بصورة أصح تأثير نقطة) كما أن فوتونا وإلكترونا يتبادلان التأثير عند نقطة. ولكنا وجدنا في الإلكتروديناميكا الكلاسيكية أن تبادل تأثير النقطة يؤدي في الإحصاءات إلى نتائج ذات تعبيرات غير محددة لا معنى لها. وهكذا نحصل عند حساب الطاقة الذاتية (الكتلة) لإلكترون نقطي على مالا نهاية.

وتمتد هذه الصعوبات إلى نظرية الكمات أيضاً، إذ يعطينا تبادل التأثير بين إلكترون وذبذبات النقطة صفر لفوتون قيمة مقدارها ما لا نهاية لكتلته وتعطينا تبادلات التأثيرين إلكترون وذبذبات النقطة صفر لمجال إلكترون– بوزيترون شحنة لا نهائية.

ويمكن التغلب على هذه الصعوبات في الإلكتروديناميكا الكلاسيكية على قدر عدم تناولها مقاييس فضائية صغيرة، وليس الأمر كذلك في الإلكتروديناميكا الكماتية. لأننا إذا نجحنا في تقدير التقريب الأول عند الحل لبعض التأثيرات فإن التقريبات التالية للنظرية تؤدي إلى انحرافات النتائج ولا يمكن حلها. إذ يعطينا نفس التقريب الأول بالنسبة إلى بعض الظواهر ما لا نهايات. ومع ذلك فإن الاختلافات في النظرية الكماتية أقل كثيراً عنها في النظرية الكلاسيكية.

المعايرة ثانية:

والما لا نهايات التي تظهر في النظرية الكماتية النسبية جميعها من نفس النوع، وتختزل إلى تغيرات لا نهائية للشحنات والكتل، ولقد تغلبنا على الصعوبات على النحو التالي: إنه مستحيل تجريبيًا مشاهدة كتلة إلكترون حر ك$_{\text{صفر}}$ حيث أن الإلكترونات تتبادل التأثير دائماً مع الفراغ. ولا تستطيع إلا قياس الكتلة التي يمكن مشاهدتها". ك= ك$_{\text{صفر}}$ + ء ك

حيث ء ك هو الإضافة المنحرفة للكتلة ك$_{\text{صفر}}$ الناتجة من تبادل تأثير الإلكترون مع ذبذبات نقطة الصفر لمجال الفوتون.

وعند هذا الحد يجب أن نشير إلى المبدأ الفيزيائي الذي ينص على أن العلم لا يتناول إلا "ما يمكن مشاهدته" أو بعبارة أخرى يجب أن تصاغ النظرية الفيزيائية في حدود كميات يمكن مشاهدتها من حيث المبدأ. وتبعاً لهذا المبدأ تتناول النظرية "ك" التي يمكن مشاهدتها لا الكميات المعزولة ك$_{\text{صفر}}$ أو د ك ويعرف هذا في نظرية الكميات النسبية بمبدأ إعادة معايرة الكتلة.

وينطبق مثل هذا الوضع على شحنة الإلكترون، ولما كانت أي شحنة خارجية تستقطب الفراغ دائماً- (أي يحدث تبادل تأثير بين الشحنة وذبذبات نقطة الصفر لمجال الإلكترون بوزيترون) لا بد أن تسمح النظرية بإعادة معايرة الشحنة.

وإذا تأملنا الخصائص المشتركة لإعادة معايرة الكتلة والشحنة نجد أنه في كلتا الحالتين ترتبط الانحرافات بظواهر لا يمكن مشاهدتها. وهكذا في إعادة معايرة الشحنة (الكتلة) لا يغير الانحراف د e (د ك) إلا الشحنة (العارية) ^{e}صفر (الكتلة العارية ك $_{صفر}$) للإلكترون. وليس ثمة ضرورة لأن تكون الشحنة أو الكتلة العارية منهية، المهم هو أن تكون الشحنات والكتل الفيزيائية الناتجة والتي يمكن مشاهدتها متناهية وعلى قدر ما تكون الكميات التي يمكن مشاهدتها هي e ، ك فإن الانحراف في النظرية يختفي إذا كتبت النتائج في حدود الشحنات الكتل المشاهدة. ويتبع ما تقدم أنه حتى لو لم يكن هناك لا نهايات فإنه كان ضرورياً إعادة معايرة النظرية.

لاحظ ثانية أن الما لا نهايات التي تظهر في النظرية كلها من نفس النوع وتختزل إلى تغيرات لا نهائية في الشحنة والكتلة. وعندما يعاد معايرة الشحنات والكتل يمكن بناء نظرية خالية من اللا نهايات يمكن فيا حساب لا التقريب الأول فحسب، بل أيضاً أي تقريبات أخرى تالية.

آخر تطورات النظرية:

تصف النظرية الكماتية النسبية التأثيرات المتبادلة الكهرامغناطيسية، أو بعبارة أخرى الإلكترونات والبوزيترونات والفوتونات المتبادلة التأثير. ويضم وصفها كل الظواهر خارج النووية: بناء القشرة الإلكترونية الذرية، الإشعاع امتصاص وتناثر كمات الضوء بواسطة

المجموعات الذرية، تصادم الإلكترونات فيما بينها ومع نواة الذرة، تولد البوزيترون... إلخ.

ويختلف الموقف كلية عندما نبحث التفاعلات القوية للجسيمات، ولقد فشلت محاولات تطبيق الصيغة العادية الكماتية الإلكتروديناميكية عليها. وقد تكون أكثر المدارس تبشيراً بالنجاح في نظرية التفاعلات القوية هي المدرسة التي تمد أعم تصورات النظرية الكماتية النسبية إلى مجال التفاعلات القوية حيث لا يغيب عن الباحث حقيقة أنه يستحيل مع الإطار العام للنظرية الكماتية النسبية قياس أي كميات تتعلق بالجسيمات المتفاعلة، فالقياس الدقيق لإحداثيات جسيم واحد سوف يفترض تولد عدد هائل من الأزواج بينما القياس الدقيق للعزم في فترة زمن قصيرة يتعارض مع علاقات اللا تأكد للطاقة – زمن.

إن العزم واستقطاب الجسيمات الحرة هما وحدهما اللذان يمكن قياسهما[1] في إطار النظرية الكماتية النسبية حيث إننا إذ نقيسها لا نتقيد بالزمن (نظراً لبقاء العزم) وعلى ذلك لا يكون في النظرية أي معنى فيزيائي لغير العلاقات بين الكميات بين الكميات التي تصف الجسيمات الحرة.

ويستحيل من حيث المبدأ بحث عمليات التفاعل للجسيمات في هذه النظرية؛ فالنظرية لا تتناول إلا سلوك الجسيمات "قبل" و"بعد"

---

(1) إن التفاعلات (النووية) القوية تفاعلات مختلفة كلية من حيث طبيعتها فشدتها أعلى بعدة آلاف من المرات من التفاعلات الكهرامغناطيسية (انظر ص١٣١).

التفاعل لا التفاعل نفسه. وإحدى نتائج مثل هذه التصورات مطبقة على مشكلة التفاعلات القوية للجسيمات الأولية صيغية نظرية تستبعد مؤثرات ψ حيث أنها تحتوي كميات لا يمكن مشاهدتها من حيث المبدأ. ولا يمكن من الناحية الأخرى بناء هاملتوني إلا من مؤثرات ψ ومن ثم لا يمكن أن تقوم نظرية التفاعلات القوية على الدوال الهاملتونية.

وتقوم الصيغية النظرية الجديدة على ما يسمى العلاقات الواحدية ومبدأ تفاعل النقطة الذي يعلن عن نفسه في الخواص التحليلية للكميات الأساسية في النظرية مثل الأنواع المختلفة لعلاقات الاستطارة مثلا.

مادام تصور الجسيمات المركبة يرتبط ببحث تفاعل الجسيم فإننا نستطيع أن نستنتج أنه تصور لا معنى له في إطار نظرية الكمات النسبية؛ ففي هذه النظرية يجب أن تكون كل الجسيمات متساوية بمعنى أنها جميعاً أولية ومركبة، وهكذا يجعل مثل هذا الفهم للنظرية المسألة القديمة حول "أولية" الجسيمات لا معنى لها تماماً.

الفصل السابع

فيزياء الجسيمات الأولية

لقد أمد المجموع الكلي للمدلولات التجريبية العلماء بما يكفي لوضع عدد من القضايا العامة والمبادئ المتعلقة بفيزياء الجسيمات الأولية.

تصنيف الجسيمات الأولية وتفاعلاتها:

يجب في بادئ الأمر تصنيف "الجسيمات الأولية وتفاعلاتها" فكل جسيم يرتبط بضد جسيم، وفي بعض الحالات قد يكون الجسيم وضد الجسيم متطابقين كما في حالة الفوتونات، π ميزونات. وأهم خصائص أزواج الجسيم – ضد الجسيم هو قدرتهما على الانعدام.

وتصنف كل الجسيمات الأولية في أربع فصائل:

١ – الباريونات (النيوكلونات N ، الهيرونات A ،ε، θ وضد الباريونات.

٢– الميزونات (π ميزون [بيونات]، K ميزون)، ضد الميزونات.

٣– اللبتونات (الإلكترونات e، النيترونات v ، μ [ميزونات] (مونات) وضد اللبتونات.

٤– الفوتونات.

وبالطبع تصنف أيضاً التفاعلات التي يمكن أن تسهم فيها الجسيمات الأولية إلى الأنواع الثلاثة التالية:

١- "التفاعلات القوية" (التي تحدث بين الباريونات وضد الباريونات والميزونات) وهي مسئولة عن القوى النووية (التفاعلات بين النيوكلينات) وتولد الميزونات والهيبرونات في التصادمات النووية عالية الطاقة.

٢- التفاعلات الكهرامغناطيسية (التي تربط الفوتونات بكل الجسيمات المشحونة) وتتميز اللبتونات ما عدا النوترينو[١] بهذه التفاعلات.

٣- التفاعلات الضعيفة وهي مسئولة عن الانحلال البطيء للجسيمات.

وتعطينا الأرقام التالية شدة التفاعلات:

١- التفاعلات القوية- ١.
٢- التفاعلات الكهرامغناطيسية - $١٠^{-٣٠}$.
٣- التفاعلات الضعيفة ~ $١٠^{-١٤}$[٢] ونضيف لإكمال الصورة
٤- التفاعلات الجاذبية ~ $١٠^{-٤٠}$.

---

(١) النوترينو هو الجسيم الوحيد الذي يتميز بالتفاعل الضعيف وحده وهذا هو السبب في ندرة التصادمات بين النوترينات والمادة، فالمسافة بين تصادمين لنيترنو في مادة عادية الكثافة مع جسيمات أخرى تقاس بالعدد الفلكي الذي يبلغ $١٠^{١٧}$ كم. ومعنى هذا مثلا أن الأرض وقطرها ١٢، $١٠^{٣}$ كم شفافة تماماً أمام سيال من النترونات، ومع ذلك يستطيع الفيزيائيون التجريبيون اليوم الكشف عن النيترونات مباشرة.

(٢) لاحظ أن أعلى حد للحيز الفضائي الذي يمكن مشاهدة التفاعلات الضعيفة والقوية فيه يقع حول $١٠^{-١٣}$ سم وقطر التفاعلات الكهرامغناطيسية والجاذبية غير محدود نظرياً. وهذا يفسر لما كان هذان التفاعلان الأخيران هما اللذين يشاهدان دون سواهما في المواقف الكلاسيكية؟

طريقة الوصف:

وتوصف الحالة أحسن وصف بواسطة تقريبات متتالية ولا توضع في أول تقريب "التفاعلات" من النوع (٢)، (٣) موضع الاعتبار. ومعنى هذا هو أن اللبتونات والفوتونات لا تستطيع التفاعل مع الباريونات والميزونات وفيما بينها وتشترك الباريونات وضد الباريونات في التفاعلات والتحولات تبعاً للقوانين الخاصة للتفاعلات القوية فلا يحدث انحلال مع إصدار لبتونات أو فوتونات.

ويشمل التقريب الثاني شحنات الجسيمات ومعناه أن التفاعلات من نوع (١)، (٢) وليس (٣)، ممكنة، إن العمليات التي تضم الباريونات وضد الباريونات والميزونات لا تتأثر بالظواهر الكهرامغناطيسية ولكن الانحلال مع إصدار اللبتونات والفوتونات مسموح به. وتدخل في التقريب التالي الذي ربما كان يمثل أتم وصف للمادة (مستبعداً الجاذبية) التفاعلات الضعيفة.

وتختلف التفاعلات اختلافاً ملموساً في ميزاتها الزمنية، وهكذا تتميز العمليات التي يمكن أن تحدث في التقريب الأول بأزمان تبلغ ١٠$^{-٢٣}$ ثانية (عمليات "سريعة") أما تلك التي تحدث في التقريب الثاني وليس في التقريب الأول وتبلغ مدتها س ١٠$^{-١٥}$ ثانية (العمليات الكهرامغناطيسية) وأخيراً تلك التي لا تحدث إلا في التقريب الثالث فتتميز بأزمان مقدارها ١٠$^{-٨}$ ثانية (عمليات "بطيئة").

قوانين البقاء في فيزياء الجسيمات الأولية:

إن العلاقات العامة التي تحكم عمليات تولد الجسيمات والامتصاص والانحلال هي "قوانين البقاء" إذ بالإضافة إلى القوانين المعلومة جيداً لبقاء الطاقة والعزم الزاوي (بما في ذلك العزم الزاوي "الذاتي" للجسيمات اللف، والمشابهة (بما في ذلك المشابهة الذاتية للجسيمات) يقوم في فيزياء الجسيمات الأولية عدد من قوانين البقاء الخاصة. وأسهل سبيل لاختبارها هو باتباع الخطة الآنفة أي بالتقريبات المتوالية، وهكذا نشاهد في التقريب الأول التفاعلات القوية "بقاء شحنة الباريون" (بقاء الفرق بين عدد الباريونات وأضداد الباريونات) وبقاء اللف النظائري. (درجة ذاتية من الحرية للباريونات وضد الباريونات والميزونات تنفرد بها خواص شحنتها وبقاء "الغرابة" (مميز حبيبي جديد للجسيمات).

وغرابة النيكلونات وضد النيكلونات والبيونات (الجسيمات الأساسية) صفر. ويكون لغرابة حالاتها "المثارة"– الهيرونات و k ميزونات– أعداد صحيحة. ويقدم لنا قانون بقاء الغرابة تفسيراً لبعض خصائص العمليات التي تضم جسيمات "غريبة"، وهكذا فإنها لا تتولد أبداً فرادى في العمليات السريعة ويكون لها عمر طويل (انحلال بطيء). ويستبعد إدخال التفاعلات الكهرامغناطيسية (التقريب الثاني) القابلية للانحلال في اللف النظائري للجسيمات الذي ينشأ في خرق اللا تغير النظائري (خرق بقاء اللف النظائري) بهذا الشكل مثلا تنحل جسيمات كالنيكلونات N والبيونات إلى عدد من حالات "الشحنة الكهربائية"،

وتتولد فروق بين البروتون، N+ والنيترون NO ويكون للبيون ثلاث حالات شحنة.

وفي التقريب الثاني يظل بقاء الغرابة. ولقد يسر تصوراً الغرابة واللف النظائري تجميعاً مريحاً جدًا لجسيمات ذات تفاعلات قوية في "تضاعفات الشحنة" (ولقد رأينا توًا مثالا لها) ولا ينطبق تصوراً الغرابة واللف النظائري على البيونات. وفي التقريب "الكهرامغناطيسي" الذي ذكر عاليه تبقى شحنة "الباريون" وطبعاً يظهر في هذا التقريب "قانون بقاء الشحنة". ومع إدخال التفاعلات الضعيفة (التقريب الثالث) يظل قانونا البقاء الآخران صحيحين، ولا تبقى "غرابة" ولا "اللف النظائري" أيضاً بالطبع.

وتنطبق قوانين بقاء الطاقة والعزم والعزم الزاوي على كل التفاعلات أي أنها عامة[١].

والتفاعلات القوية والكهرامغناطيسية لا متغيرة بالنسبة إلى تبادل جسيم– ضد جسيم، ولكن هذا اللا تغير يُشجب في التفاعلات الضعيفة أما المشابهة فتبقى في التفاعلات القوية والكهرامغناطيسية وليس في التفاعلات الضعيفة.

وكل التفاعلات لا متغيرة بالنسبة إلى مجموع تبادل الجسيم وانعكاس الفضاء المشابهة المشتركة.

---

(١) وتصبح قوانين البقاء العامة هذه في التفاعلات الجاذبية لا معنى لها في الواقع. ومع ذلك تكون التفاعلات الجاذبية في فيزياء الجسيمات الأولية مما يمكن إهماله.

وهكذا يكون قانون بقاء المشابهة المشتركة قانوناً عاماً، وهو يفضي إلى بعض النتائج المهمة؛ فنحن مثلا نصل في حالة نيترينو إلى تصور "لنترينو ذي" مركبتين مستقطبتين طولياً وإلى مميز حبيبي جديد للجسيم يرتبط بذلك ويسمى "الحلزونية". ويترك تصور المشابهة المشتركة الفضاء الفارغ متماثلا تماماً إذ ينتقل اللا تماثل إلى الجسيمات وتتحول دنيانا إلى حالة اللا تماثل بالنسبة إلى اليمين واليسار.

ملاحظات:

لقد أشرنا من قبل إلى أن التكامل المنطقي للتصورات الفيزيائية يدفعنا إلى الأمل في الربط بين أفكار فيزياء الجسيمات الأولية والنسبية العامة (الكونيات) وفي هذا الشأن ثمة حقائق ثلاث قد يمكن أو لا يمكن الربط بينها وهي مهمة بوجه خاص.

الحقيقة الأولى: هناك تفضيل واضح في الكون المشاهد للنيكلونات والإلكترونات على حين تتطلب تصورات فيزياء الجسيمات التماثل الكامل في كثافة توزيع الجسيمات وضد الجسيمات.

الحقيقة الثانية: تؤدي تصورات فيزياء الجسيمات إلى أن دنيانا ليس تماثلها تماثل المرآة.

الحقيقة الثالثة: تؤدي التصورات الكونية إلى الكون الذي يزداد اتساعاً.

هل هذه الحقائق الثلاث مرتبطة معاً بأي شكل كان؟ إن الفيزيائيين ليسوا الآن مستعدين حتى لمجرد إثارة المسألة بصورة ملائمة.

الفصل الثامن

الفيزياء النووية

لقد تناولنا في الفصل السابق خواص العمليات التي تتناول الجسيمات الأولية "فردياً" ويعالج هذا الفصل القصير خواص مجموعات الجسيمات الأولية والأبعاد المكانية لمثل هذه المجموعات تبلغ 10^{-13} سم ويتناول الفيزيائيون عملياً مجموعات النيكلونات على الأخص. إذ تنحل الهيبرونات التي يمكن اعتبارها "حالات مثارة" للنيكلونات إلى نيكلونات وبيونات. وتشمل مجموعات الحالات المقيدة للنيكلونات تكوينات مستقرة من مجموعات من الجسيمات الأولية تسمى النوى الذرية.

وتخضع النيكلونات في النواة لكل أنواع التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية والضعيفة، ومن هذا يبدو أنه لا يمكن تكوين نظرية كاملة للحالات المقيدة للتجمعات النيكليونية – نظرية النواة الذرية – إلا في إثر نظرية لكل أنواع تفاعلات الجسيمات الأولية.

ونحن نحصل على المدلولات المتعلقة بالخواص النووية من تجارب المعمل خاصة، ولا يجدي استخدام أعم مبادئ الميكانيكا الكماتية إلا في الحصول على تفسير "مثلي" لبعض الخواص النووية

بحيث تتطلب المجموعات المختلفة من الظواهر النووية "أمثالا" مختلفة..

وسوف تستطيع نظرية نووية معقولة الإجابة على السؤال المتعلق بحدود النظام الدوري للعناصر.

الفصل التاسع

الفيزياء الإحصائية

لقد تناولنا حتى الآن خواص كيانات ميكروئية معزولة وتجمعات صغيرة منها، والآن سوف نتناول خواص المجموعات الفيزيائية التي تشمل أعداداً وفيرة من مثل الكيانات الميكروئية الذرات والجزئيات، وهذه مجموعات ماكروئية من الأجسام.

الأجسام الماكروئية:

تطيع الأجسام الماكروئية قوانين لا تهتم عموماً بكون حركات الجسيمات المكونة للجسيم توصف تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية أو الميكانيكا الكماتية، ومع ذلك يتطلب تجسيد هذه الأجسام طريقة في التفكير تختلف تبعاً للحالة، وتسهيلا للأمر، وسوف نتابع بحثنا على أساس الافتراضات الميكانيكية الكلاسيكية.

وإذا أمكن من حيث المبدأ أن تكتب معادلات الحركة لمجموعة ميكانيكية بقدر ما لها من درجات حرية وإذا أمكن أن نحل (نكمل) هذه المعادلات فإننا نستطيع الحصول على معلومات وافرة حول حركة المجموعة. ومع ذلك إذا كان علينا أن نتناول مجموعة لها – رغم أنها تطيع قوانين الميكانيكا الكلاسيكية – درجات من الحرية عديدة جداً

فإنه يتعين على المرء معها أن يحل من المعادلات التفاضلية الشيء الكثير بحيث يصبح العمل مستحيلا نظريًا. وفوق ذلك حتى لو كان المرء قادراً على أن يكمل المعادلات في شكل عام فإنه سوف لا يستطيع أن يعوض عن السرعات الابتدائية وإحداثيات الموقع للجسيمات في الحل العام.

وهكذا يبدو لأول نظرة أنه مع عدد الجسيمات الذي يزيد تشابك وتشوش خواص مجموعة ميكانيكية لا بد أن تتخفى بعيداً القوانين الطبيعية التي تحكم سلوك تلك المجموعة. وليس هذا طبعاً هو الحال، وعندما يكون عدد الجسيمات هائلا جدًّا تظهر خصائص وقوانين جديدة.

القوانين الإحصائية:

وتعرف هذه القوانين بالقوانين الإحصائية، وهي تتكيف بدقة بالعدد الهائل من الجسيمات التي يشملها جسم ما، ولا يمكن بأي شكل اختزالها إلى قوانين ميكانيكية بحتة، ومميزاتها الخاصة تكمن في أنها تفقد المعنى إذا طبقت على مجموعات ميكانيكية لها درجات حرية قليلة. وهكذا نرى أنه على الرغم من أن حركات المجموعات ذات درجات حرية قليلة فإن ذات وجود درجات حرية كثيرة جداً ينشأ عنه "قوانين كمية جديدة" هي موضوع ما يسمى بالفيزياء الإحصائية أو ببساطة الإحصائيات.

الفضاء الطوري:

ودعنا الآن قبل أن نتناول المهمة الأساسية للإحصائيات الكلاسيكية نقدم التصور الجديد لفضاء الطور، افترض أن لمجموعة ميكانيكية ماكروئية معلومة درجات حرية س أو بعبارة أخرى تتحدد مواقع نقطها في الفضاء بواسطة من إحداثيات iq حيث تمر i بالقيم ١،٢، .... س عندئذ تحدد حالة المجموعة عند لحظة معلومة بالقيم الآتية " س إحداثيات qi والعزوم المقابلة س p_i ويمكن تصوير الحالات المختلفة للمجموعة رياضياً بنقط في ما يسمى "فضاء طوري" (وهو طبعاً تصور رياضي بحت). وتوضع إحداثيات وعزوم المجموعة المعلومة على محاور إحداثيات في فضاء طوري. ولكل مجموعة فضاء طوري خاص عدد إحداثياته يساوي ضعف درجات حرية المجموعة. وكل نقطة من فضاء الطور الذي يناظر قيم معينة للإحداثيات iq والعزوم P_i للمجموعة تمثل حالة معينة للمجموعة. وكما أن حالة المجموعة تتغير مع الزمن كذلك تتغير نقطة الفضاء الطوري التي تصف الحالة وترسم خطًا يسمى مسار الطور.

المجموعات الجزئية:

تأمل جسماً ماكروئياً، أو مجموعة مقفلة من الأجسام ليس لها تأثيرات متبادلة مع أجسام أخرى. اعزل في ذهنك جزءًا من المجموعة صغيرًا جدًا بالنسبة إلى الكل، ولكنه مع ذلك ماكروئي. واضح أنه إذا كانت المجموعة تتكون من عدد كاف من الجسيمات فقد يضم – حتى

– جزءاً صغيراً، منها جسيمات عديدة جدًّا، وسوف نسمي مثل هذه المجموعات الصغيرة نسبيًا، ومع ذلك ماكروئية "مجموعات جزئية" والمجموعة الجزئية مجموعة ميكانيكية لم تعد مغلقة وتتبادل التأثير مع الأجزاء الأخرى من المجموعة، ونظراً للعدد الهائل لدرجات الحرية لتلك الأجزاء الأخرى فإن التأثيرات المتبادلة تكون ذات طبيعة معقدة ومتشابكة جداً وتتغير حالة المجموعة الجزئية مع الزمن بطريقة غاية في التعقيد والتشابك.

ولا يكون الحل الدقيق لمشكلة سلوك المجموعة الجزئية ممكناً إلا بحل المشكلة الميكانيكية للمجموعة المقفلة كلها. أي بإتمام وحل المعادلات التفاضلية للحركة للظروف الابتدائية المعلومة. وهذا كما ذكرنا من قبل عمل ميئوس منه نظرياً. ومع ذلك فمن حسن الحظ أن ذات تعقد الطريقة التي تتغير بها حالة المجموعة الجزئية، والذي يجعل وسائل الميكانيكا مما لا يمكن تطبيقه بمدنا بوسيلة من جانب آخر.

التوزيع الإحصائي:

نظراً إلى منتهى تعقد القوى الخارجية التي تؤثر بها بقية الأجزاء على المجموعات الجزئية المعزولة فإنها بمرور الزمن الكافي سوف تمر بكل حالاتها مرات عديدة ويمكن وضع هذا بطريقة أدق على النحو التالي: أشر بالرمز $q\Delta p\Delta$ إلى وحدة صغيرة من "حجم" الفضاء "الطوري" للمجموعة الجزئية تناظر إحداثياتها qi وعزومها p_i تقع داخل فترتين وجيزتين $qi\Delta$ $pi\Delta$، وتستطيع أن تفترض أنه بعد فترة كافية من الزمن T سوف يمر مسار

الطور المتعرج مرات عديدة خلال كل مثل هذه الوحدات من فضاء الطور. ولتكن Δt الجزء من الكلي T الذي كانت فيه المجموعة الجزئية في وحدة فضاء الطور $\Delta q \Delta p$[١] وعندما يزاد الزمن الكلي T إلى ما لا نهاية تميل النسبة

$$(٣٨) \quad \frac{\Delta t}{T} \text{ إلى حد } \omega = \frac{\Delta t}{T} \underset{T \to \infty}{\text{نها}}$$

ويمكن اعتبار هذه الكمية "احتمال" مشاهدة المجموعة الجزئية في وحدة الفضاء الطوري المعلومة Δq، Δp عند زمن حكمي. وهكذا لا بد أن توجد دالة معينة α (p،q) التي تمثل كثافة الاحتمال، في الفضاء الطوري ومعرفة هذه الدالة تجعل ممكناً كتابة التعبير (٣٨) على النحو التالي:

$$\alpha(p.q)\Delta_q \Delta_p = \Delta_\omega$$

وتسمى الدالة α دالة التوزيع الإحصائي أو ببساطة دالة التوزيع لجسم معلوم. والاعتبار التالي له أهمية كبرى في الإحصائيات لا يعتمد التوزيع الإحصائي لمجموعة جزئية معلومة على الحالة الابتدائية لأجزاء أخرى صغيرة من نفس المجموعة إذ أن تأثيرات تلك الحالة الابتدائية تلغيها تماماً لمدة طويلة طولا كافياً من الزمن تأثيرات أجزاء من المجموعة أكبر كثيراً، كما أنها لا تعتمد على الحالة الابتدائية للجزء الصغير المعزول. حيث أنها بمضي الزمن تمر خلال كل الحالات الممكنة وكل منها يمكن اعتبارها الحالة الابتدائية. وعلى ذلك يمكن

---

(١) تعني بالتعبير الأخير أن المجموعة في الحالات التي تدل عليهما نقط الطور في تلك الوحدة.

إيجاد التوزيع الإحصائي لأجزاء صغيرة من المجموعة دون حل أي مسائل ميكانيكية تأخذ في اعتبارها الحالات الأولية.

وتحديد التوزيع الإحصائي لأي مجموعة جزئية يكون العمل الأساسي للإحصائيات، ويجب أن لا يغيب عن بالنا عند ما نتكلم عن أجزاء صغيرة من مجموعة مغلقة أن الأجسام الماكروئية التي نعنيها تكون هي نفسها عادة أجزاء صغيرة من مجموعة مغلقة أكبر تضم تلك الأجسام والوسط الذي تنغمس فيه.

وإذا حلت المسألة وعرف التوزيع الإحصائي لمجموعة جزئية معلومة نستطيع أن نحسب احتمال القيم المختلفة لأي كميات فيزيائية تعتمد على حالة المجموعة الجزئية (أي على q إحداثياتها و p عزومها) ومن الممكن أيضاً حساب القيمة المتوسطة لأي كمية مماثلة بضرب كل القيم الممكنة للاحتمالات المناظرة وجمع (تكميل) كل الحالات. وأخذ المتوسط بواسطة دالة التوزيع (ويسمى التوسيط الإحصائي) يجعل من غير الضروري لنا لكي نتتبع تغيرات القيم الفعلية للكمية الفيزيائية مع الزمن أن نحدد متوسط القيمة. وواضح في نفس الوقت أنه نظراً لذات تعريف الاحتمال فإنه تبعاً للمعادلة (٣٨) يكون التوسيط الإحصائي مساوياً لأخذ المتوسط أثناء الزمن.

الكميات الماكروئية:

وواضح مما تقدم أن النتائج الإحصائية والتنبؤات المسبقة المتعلقة

بسلوك الأجسام الماكروسكوبية "ليست محددة"، وهذا هو الفرق بين الميكانيكا الإحصائية والميكانيكا الكلاسيكية التي تكون نتائجها محددة. ومع ذلك يجب أن تؤكد أن عدم التحديد في الإحصائيات راجع لا إلى طبيعة الكيانات التي نتناولها بل فقط إلى أن كون المدلولات الإحصائية تُستخلص على أساس معلومات أقل كثيراً مما يتطلبه وصف ميكانيكي كامل (فليس ضرورياً أن تعرف القيم الابتدائية لكل الإحداثيات والعزوم). مما يمكن مشاهدته "عمليًا، لأننا إذ نشاهد جسماً ماكروئيًا في ظروف حالة قائمة (أي مستقلة عن الزمن) لوقت كاف نجد أن كل الكميات[(١)] الفيزيائية التي يتميز بها الجسم ثابتة نظريًا (مساوية لمتوسطات قيمتها) بانحرافات ملموسة تحدث نادرًا جدًا [٢]، وهذه القاعدة تكون أكثر انطباقاً كلما كان الجسم موضع الاعتبار أكثر تعقيدًا وأكبر حجمًا.

وهكذا تجعل الإحصائيات إذ تمدنا بطريقة لحساب متوسطات قيم الكميات التي تتميز بها الأجسام الماكروئية التقديرات المسبقة الصحيحة إلى درجة عالية جداً من الدقة ممكنة عمليًا لأي فترة زمنية. وهذه الدقة كافية في الواقع لكي تستبعد تمامًا تأثيرات الحالة الابتدائية للجسم. وبهذا المعنى تكون تنبؤات الإحصائيات لكل الأغراض العملية محددة.

---

[١]) طبعاً الكميات الماكروئية التي تميز الجسم ككل أو أجزاء ماكروئية منه منفصلة وليست جسيمات فردية.

(٢) يقدم لنا المثل التالي توضيحاً بيانياً للدقة العظيمة لهذا المبدأ: إذا عزل حجم يحتوي ٠,٠١ جرام جزئي في غاز فإن متوسط الانحراف للطاقة في هذا القدر من المادة عن متوسط القيمة هو من $١٠^{-١١}$ وفي نفس الوقت يعطينا احتمال الكشف عن انحراف نسبي (من مشاهدة واحدة بمقدار $١٠^{-٦}$ المقدار الضئيل جدا $١٠^{-٣} \times ١٠^{١٥}$

التوازن الإحصائي:

يقال عن مجموعة مقفلة ماكروئية إنها في توازن إحصائي إذا كانت الكميات الفيزيائية الماكروئية التي تصف أي جزء ماكروئي منها مساوياً لمتوسطات قيمتها إلى درجة عالية من الدقة النسبية، ويمكن أن نرى مما تقدم أننا إذا شاهدنا المدة كافية مجموعة ماكروئية مقفلة فإنها سوف تكون في توازن إحصائي معظم هذا الوقت. وإذا لم تكن مجموعة ماكروئية مغلقة في أي لحظة ابتدائية في توازن إحصائي (كانت مثلا قد أثير اضطراب ما فيها بواسطة قوة خارجية سحبت عنها بعد ذلك أي صارت مرة أخرى مجموعة مغلقة) فإنها سوف تصل إلى التوازن حتماً. ويسمى الزمن اللازم للانتقال إلى التوازن الإحصائي "زمن الاسترخاء" وعندما كنا نتكلم فيها تقدم عن "زمن طويل" بالقدر الكافي كذا نقصد فترات أطول من زمن الاسترخاء.

نظرية ليوفيل:

والآن دعنا لنواصل تأمل دالة التوازن الإحصائي، نفترض أننا نشاهد مجموعة جزئية لزمن طويل جدًّا. ويشار إلى المجموعة عند كل لحظة بنقطة في فضائها الطوري. وكثافة التوزيع لكل النقط في الفضاء الطوري تكون في أي مكان في داخل الحد مناسبة لدالة التوزيع ∝ (p ، q) التي تبعاً لمعناها تحدد احتمالات الحالات المختلفة للمجموعات الجزئية. وواضح أنه تماماً كما في الوقت الابتدائي سوف تتوزع جميع هذه النقط في أي لحظة أخرى من الزمن في الفضاء الطوري تبعاً لدالة التوزيع ∝

(q ، ρ) وبعبارة أخرى تكون كثافة التوزيع لنقط الطور المتحركة منتظمة لأي مكان معلوم وتتناسب مع القيمة المناظرة لـ $\propto$. وهكذا نصل إلى النتيجة المهمة التي تنص على أن حالة التوزيع ثابتة بطول مسارات الطور لمجموعة جزئية (نظرية ليوفيل).

وينبغي أن نتذكر أن المجموعات الجزئية ليست هي نفسها مغلقة بل على العكس فإنها معرضة بصورة مستمرة لقوى من الأجزاء الأخرى من المجموعة، ولكن لما كانت هذه الأجزاء رغم كونها صغيرة بالنسبة إلى المجموعة كلها أجساماً ماكروئية يمكننا مع ذلك أن نفترض أنها في فترات زمنية ليست طويلة جدًّا تسلك تقريباً مثل المجموعات المقفلة، لأن الجسيمات التي تسهم في تفاعلات المجموعة الجزئية من الأجزاء المحيطة بها هي الجسيمات الواقعة قرب مسطح المجموعة والعدد النسبي لمثل هذه الجسيمات مقارناً بالعدد الكلي لجسيمات المجموعة الجزئية يتناقص سريعاً كلما زاد حجم المجموعة الجزئية وتكون طاقة تفاعلات مجموعة جزئية ذات حجم كاف مع الأجزاء المجاورة صغيرة مقارنة بطاقتها الداخلية، وهكذا نستطيع أن نقول إن المجموعات الجزئية "شبه مغلقة" على أن لا يغيب عن بالنا أبداً أن هذا صحيح لفترات زمن ليست طويلة جدًّا. وإذا كان الزمن طويلا بدرجة كافية سوف تكون تأثيرات التفاعلات بين المجموعات الجزئية ظاهرة مهما كانت ضعيفة. وأكثر من هذا فإن مثل هذه التفاعلات الضعيفة هي التي تؤدي أخيراً إلى التوازن الإحصائي. وطالما كنا نتكلم عن المجموعات الجزئية شبه المغلقة لا تنطبق النتيجة السابقة (نظرية ليوفيل) إلا لفترات زمن

ليست طويلة جدًّا تسلك أثناءها المجموعات الجزئية مثل مجموعة مغلقة بدقة كافية.

قوانين البقاء في الفيزياء الإحصائية:

يستتبع نظرية ليوفيل أن دالة التوزيع لا يجب التعبير عنها إلا في حدود ارتباطات للمتغيرات q ، ρ التي تظل ثابتة عندما تتحرك مجموعة جزئية ككيان مغلق. ونحن نعلم من الميكانيكا أن هذه الارتباطات الثابتة للمتغيرات q ، ρ هي الطاقة والعزم والعزم الزاوي. وهكذا نصل إلى نتيجة مهمة: الكميات المحافظة[1] – الطاقة والعزم والعزم الزاوي – تحدد تماماً الخواص الإحصائية لمجموعة مغلقة، أي التوزيعات الإحصائية لأي مجموعة جزئية داخلها وتبعاً لذلك متوسط قيم أي مشاهدات فيزيائية تتعلق بها. وهذه الكميات المحافظة تحل محل مقدار المدلولات غير القابلة للقياس (الظروف الابتدائية) التي قد نحتاج إليها لمعالجة الموقف ميكانيكيًّا.

إن العزوم الخطية والزاوية المجموعة مغلقة مرتبطة بحركتها ككل: حركة الانتقال المنتظمة والدوران المنتظم. وعلى ذلك يمكن أن يقال إن الحالة الإحصائية المجموعة ما تعاني حركة معلومة "لا تتوقف إلا على طاقتها" وهكذا يكون للطاقة في الإحصائيات أهمية خاصة.

---

(1) أي التي تبقى.

توزيع جب:

تمكننا الاعتبارات التي قدمناها هنا من إقامة دالة توزيع بسيطة لمجموعة مقفلة. ويعرف هذا "بتوزيع جب" وهو يمدنا بوصف لخواص التوازن الإحصائي لأي جسم ماكروئي.

مميزات خاصة لإحصائيات الكمات:

ينبغي أن نلاحظ قبل كل شيء عندما ننتقل إلى ما تنفرد به فيزياء الكمات الإحصائية أن علاجاً ميكانيكيًّا بحتاً في فيزياء الكمات لمسألة تحديد سلوك جسم ماكروئى عمل لا طائل تحته كما هو في الميكانيكا الكلاسيكية. ومثل هذا العلاج يتطلب أن تحل معادلة شرودنجر لمجموعة تشمل كل جسيمات الجسم، وهي مشكلة وإن كانت ممكنة أكثر مدعاة لليأس من إجراء تكامل للمعادلات الكلاسيكية للحركة. وحتى لو ثبت أنه من الممكن في بعض الحالات الخاصة إقامة حل عام لمعادلة شرودنجر فإنه سوف يكون أمراً لا أمل فيه أن نختار وأن نكتب الحل الجزئي الذي يحقق الظروف الخاصة للمسألة باعتبارها تتميز بالقيم الخاصة لمقدار هائل من أعداد الكرات المختلفة. وفوق ذلك سوف نجد فيما بعد أن تصور الحالات الساكنة بالنسبة إلى جسم ماكروئي تصور مقيد وهذه نقطة ذات أهمية أساسية.

مدى الطاقة للأجسام:

دعنا نحدد بعض الخصائص التي تميز الأجسام الماكروئية من

وجهة نظر الميكانيكا الكماتية البحتة مقارنة بالمجموعات التي تتكون من عدد صغير نسبيًّا من الجسيمات.

أولا: هناك كثافة التوزيع العضوي (وهي تقريباً متصلة) للمستويات في مدى قيم الطاقة الذاتية لحسم ماكروئى. والسبب في مثل هذه الكثافة يتضح على الفور إذا لاحظنا أن أي طاقة نظراً للعدد الهائل من الجسيمات في أي جسم ما يمكن بطريقة فجة "أن توزع" بين الجسيمات المختلفة بطرق شتى مختلفة. لاحظ أيضاً أنه عند بداية مدى الطاقة لحسم ماكروئي لا تكون المسافات بين أولى مستويات الطاقة صغيرة أبداً وقد تكون مستقلة عن أبعاد الجسم (عدد الجسيمات).

استحالة الحالات الساكنة:

ونظراً لتعدد المستويات لا يستطيع جسم ماكروئي في الواقع أن يظل في حالة ساكنة فعلا، ففي أي حالة سوف "تنتشر" قيمة الطاقة بكمية تبلغ طاقة تفاعل المجموعة مع الأجسام الأخرى، ولكن هذه الأخيرة أكبر بما لا نهاية من المسافات بين مستويات الطاقة، وهذا لا يشير إلى المجموعات الجزئية شبه المغلقة بل أيضاً إلى المجموعات التي يمكن اعتبارها مغلقة من أي وجهة نظر. وليس في الطبيعة طبعاً ثمة مجموعات مغلقة إطلاقاً تفاعلاتها مع الأجسام الأخرى صفر. بل إن أي تفاعل فعلي حتى ولو كان صغيراً بحيث لا يؤثر بأي أثر ما على أي خواص أخرى لمجموعة ما سوف يظل مع ذلك ضخماً جدًّا بالمقارنة بالفترات الصغيرة المتلاشية في مدى طاقته.

المصفوفة الإحصائية:

لا يمكن وصف حالة جسم ماكروئي بدالة موجة حيث إن المورد الممكن من المدلولات المتعلقة بحالة مثل هذا الجسم أقل كثيراً من القدر الذي تتطلبه إقامة دالة موجة للحالة. إن وصفاً ميكانيكيًّا كماتيًّا قائماً على مدلولات ناقصة حول مجموعة ما يتحقق بواسطة ما يسمى مصفوفة كثافة. ويستطيع المرء بواسطة مصفوفة الكثافة أن يحسب متوسط قيمة أي كمية تتميز بها مجموعة وكذلك احتمالات القيم المختلفة (تسمى مصفوفة الكثافة في الإحصائيات مصفوفة إحصائية).

وتأخذ في الإحصائيات الكماتية المصفوفة الإحصائية مكان دالة التوزيع في الإحصائيات الكلاسيكية. فحيث تعطينا دالة التوزيع (p ، q) ∝ توزيع احتمالات الإحداثيات المختلفة والعزوم لجسيمات الجسم تعطينا المصفوفة الإحصائية احتمال وجود جسيم في هذه أو تلك من الحالات الكماتية

وتنطبق كل الاعتبارات العامة جدًّا التي أشرنا إليها عاليه للإحصائيات الكلاسيكية، على الأخص تلك الاعتبارات حول الطبيعة المحددة عمليًّا للتنبؤات الإحصائية على الإحصائيات الكماتية أيضاً بصورة كاملة.

نقطة التعادل وقانون درجة التعادل المتزايدة:

لقد ذكرنا من قبل أنه إذا لم تكن مجموعة مغلقة في توازن

إحصائي فإن حالتها الماكروئية تتغير مع الزمن إلى أن يتحقق التوازن. ونستطيع إذ نخصص مجموعة ماكروئية بتوزيع الطاقة بين مجموعاتها الجزئية أن نقول إن سلسلة الحالات المتتالية التي تمر خلالها المجموعة تناظر احتمال توزيع طاقة متزايد. وزيادة الاحتمال هذه تكون بوجه عام ضخمة على قدر كونها أسية من حيث طبيعتها. ويعطينا بالذات التعبير e^6 الاحتمال حيث الأس هو ما يسمى درجة تعادل المجموعة[١] ويمكن أن يقال على ذلك إن العمليات في مجموعة مغلقة ليست في اتزان تتم بطريقة تجعل المجموعة تمر فوراً إلى حالات لها درجة تعادل أعلى فأعلى إلى أن يتحقق التوازن الإحصائي الكامل. ويعرف هذا بقانون "درجة التعادل المتزايد".

وهكذا لا تتناقص درجة التعادل أبداً في المجموعات المغلقة الطبيعية إنها تتزايد أو على الأقل تظل ثابتة. وتصنف اتفاقيًّا كل العمليات التي تتناول الأجسام الماكروئية تبعاً لهذين الإمكانيين: اعتبارها إما "غير قابلة للانعكاس" أو "قابلة للانعكاس" ويدخل في الأولى العمليات التي تزيد فيها درجة التعادل للمجموعة المغلقة. إنها لا يمكن تكرارها في ترتيب عكسي لأن هذا سوف يتضمن تناقصاً في درجة التعادل. والعمليات القابلة للانعكاس هي العمليات التي لا تتغير فيها درجة تعادل مجموعة مغلقة وعلى ذلك التي يمكن أن تم في كلا الاتجاهين. والعملية

---

(١) درجة التعادل تصور إحصائي مهم جداً أنه يميز «درجة امتداد» حالة ماكروئية لمجموعة على حالتها الميكروئية. وبعبارة أخرى تحدد تعادل مجموعة بعدد الطرق الميكروئية التي يمكن بها التأثير على حالة ماكروئية معلومة لمجموعة ما (أو بدقة أتم لوغاريتم ذلك العدد).

القابلة للانعكاس هي طبعاً حالة قصوى مثالية. والعمليات الطبيعية الحقيقة لا تكون إلا قابلة للانعكاس فقط إلى درجة ما من الدقة.

وتطبيق قانون درجة التعادل المتزايدة للعالم ككل لا يستوجب التوازن الإحصائي، وفعلا تشير عبارة أن المجموعة المغلقة يجب حتما بعد فترة كافية من الزمن أن تبلغ التوازن إلى مجموعات في ظروف حالة ثابتة ولكننا قد رأينا (ص ٨٦ ، ٩٢) أن العالم ككل في إطار النظرية النسبية العامة ليس مجموعة مغلقة، إنه مجموعة في مجال جاذبي قابل للتغيير. وهذا ناشئ من كون المجال الجاذبي لا يمكن ضمه كمركبة لمجموعة مغلقة وإلا لتحولت قوانين البقاء التي تكوَّن أساس الإحصائيات إلى تطابقات. إن المجال الجاذبي نفسه بصفة عامة دالة لا لإحداثيات الموقع فحسب بل وللزمن أيضاً، ومعنى هذا أن الظروف الخارجية، بعيدة عن أن تكون ساكنة.

العلاقات الديناميكية الحرارية:

تسمى المشاهد الفيزيائية التي تتميز بها الحالات الماكروئية للأجسام "الكميات الديناميكية الحرارية" ولبعض هذه المشاهد بجانب المعنى الديناميكي الحراري معنى ميكانيكيًّا بحتاً مثل الطاقة والحجم. ومع ذلك هناك فئة من الكميات تظهر مرتبطة مع العلاقات الإحصائية البحتة وحدها لا معنى لها لو طبقت على المجموعات غير الماكروئية. ومن هذه الفئة "درجة التعادل" وبعض العلاقات بين الكميات الديناميكية

الحرارية صحيحة بصرف النظر عن الأجسام التي تنطبق عليها وتعرف هذه العلاقات بالعلاقات الديناميكية الحرارية.

درجة الحرارة:

يقودنا تصور "درجة التعادل" إلى الكمية المهمة الديناميكية الحرارية التي تسمى "درجة الحرارة" وطالما أن درجة التعادل لمجموعة دالة لطاقتها (E)∞ فإنه يمكن أن يكون هناك كمية:

$$\frac{1}{\theta} = \frac{d\,v}{d\,E} \quad (٣٩)$$

ولها نفس القيمة المجموعة كاملة في توازن إحصائي، وتسمى الكمية "درجة الحرارة" وهي مثل درجة التعادل كمية إحصائية بحتة ليس لها معنى إلا للأجسام الماكروئية. ودرجة التعادل v كمية لا أبعاد لها. وعلى ذلك يتبع (٣٩) أن درجة الحرارة θ لها بعد الطاقة ومعنى هذا أنها يمكن قياسها بوحدات الطاقة كالأرج مثلا. ومع ذلك تستعمل عمليًّا وحدات خاصة تسمى "درجات" بصورة اتفاقية فإذا كانت θ هي درجة الحرارة مقيسة بالأرج و T هي نفس درجة الحرارة في درجات فإن العلاقة بين القيمتين هي θ = K T حيث K معامل تناسب يسمى ثابت بولتزمان ويساوي ١،٣٨٠ × ١٠ $^{-١٦}$ أرج درجة.

الضغط:

يؤثر جسم ماكروئي بوضوح ببعض القوة على حدود حجمه، والقدر

المطلق للقوة في وحدة مساحة الحدود يسمى "ضغطاً" وهو كمية ديناميكية حرارية أخرى.

معادلة الحالة:

تتميز المجموعات الماكروئية (الإحصائية) بعلاقة بين الضغط والحجم ودرجة الحرارة تسمى معادلة الحالة "للمجموعة المعلومة". ومع ذلك يتطلب التحديد المفهوم لحالة مجموعة ما معرفة طاقتها أيضاً.

ويمكن اشتقاق معادلة الحالة إذا كانت المميزات الميكروئية للمجموعة (مدى طاقتها) معلومة. لأنه من ناحية ثمة علاقة بين كل الكميات الديناميكية الحرارية تظهر في المعادلات الديناميكية الحرارية العامة ومن الناحية الأخرى ترتبط كمية ديناميكية حرارية مثل درجة التعادل ارتباطاً وثيقاً بالترتيب الميكروئي للمجموعة الماكروئية. وهكذا إذا عرف البناء الميكروئي لجسم فإن متغيراته الديناميكا الحرارية يمكن حسابها.

حالات المادة:

تكون المادة كما هو معلوم عند ضغوط ودرجات حرارة متفق عليها تقريباً إما جامدة أو سائلة أو غازية. وتؤدى درجات الحرارة المرتفعة والضغوط الشديدة الارتفاع إلى أنواع مختلفة من "الحالات النجمية" للمادة.

الغاز المثالي:

إن أبسط المجموعات الفيزيائية الماكروئية هو "الغاز التام" وهو غاز لا تحدث فيه فعلا أي تفاعلات بين جزيئاته[1]. ويعطينا توزيع "جبس" توزيع جسيمات الغاز بين مختلف الحالات الكماتية. كما هو عرضاً وصف الخواص الاتزانية الإحصائية لكل المجموعات الماكروئية، فإذا كان الغاز يكون مجموعة من الجسيمات المتشابهة عند ذلك يكون كما ذكرنا في الفصل الخامس ثمة نوعاً معيناً من التفاعل بين الجسيمات (آثار التبادل) في غياب التفاعلات المباشرة للقوى بحكم القواعد التي تملأ جسيمات المجموعة تبعاً لها حالات الكمات. وكما نعلم هناك نوعان فقط من مثل هذه القواعد، وتبعاً لذلك هناك نوعان من دوال التوزيع الإحصائي للمجموعات متشابهة الجسيمات: إحصائيتان كما تبين إحصائيات بوز وإحصائيات فيرمي.

ولقد لاحظنا من قبل أن مدى الطاقة للمجموعات الماكروئية يبدو متصلا تقريباً فيما عدا ذات بداية المدى. وواضح إذاً أن حالات الإثارة الواطئة المجموعة (درجات الحرارة الواطئة جدًّا) تصفها بصورة أساسية الإحصائيات الكماتية بينها حالات الإثارة العالية (درجات الحرارة العالية) تصفها الإحصائيات الكلاسيكية. وما دام يمكن إهمال تفاعلات الجسيمات في الغازات التامة واضح أنه يمكن حساب الدوال الديناميكية الحرارية لها بشكل عام (أي شكل يناسب وصف كل أنواع

(1) يقترب الغاز في الضغط الجوي من هذه الحالة.

المجموعات الغازية بصرف النظر عن بناء الجزئيات المكونة لها) وتسمى المعادلة العامة للحالة للغازات المثالية "معادلة كلابيرون".

الحالة الصلبة:

تتميز الحالة الصلبة للمادة "بأن الذرات تتذبذب قليلا حول مواقع التوازن، وتشكيل مواقع التوازن الذي يناظر التوازن الإحصائي للجسم تشكيل مفضل من بين التوزيعات الممكنة الأخرى، وبعبارة أخرى فإن الجسم الصلب وهو في حالة توازن إحصائي يجب أن يكون "بلوريًّا".

ولكن هناك أيضاً جوامد مائعة تتذبذب فيها الذرات حول نقط موزعة عشوائيًّ من حيث الموقع. ومثل هذه الأجسام ليست من وجهة النظر آنفة الذكر في حالة توازن وينبغي أن تتبلور مع الزمن. وعلى الرغم من ذلك تكون أوقات الاسترخاء طويلة فعلاً إلى الحد الذي يجعل هذه الأجسام المائعة تسلك كأجسام مستقرة لوقت غير محدود فعلاً.

لاحظ أنه لكي يكون جسم ما جامداً يتطلب ذلك درجة حرارة واطئة نسبيًّا. وعلى أي حال يجب أن تكون الكمية TK صغيرة مقارنة بطاقة التفاعل للذرات (في درجات الحرارة الأعلى تذوب كل الجوامد أو تتحلل) وهذا ناشئ من كون ذبذبات ذرات الجوامد حول مراكز توازنها صغيرة جدًّا. والاعتبار الأخير يلم بدوره بالنمط البسيط لحركة الحرارة في الجوامد جاعلاً تقدير المتغيرات الديناميكية الحرارية للجوامد في شكل عام ممكناً.

السوائل:

وعلى عكس الغازات والجوامد لا تجعل السوائل تقدير المتغيرات الديناميكية الحرارية بشكل عام ممكناً، وهذا لأن التفاعلات بين الجزيئات قوية بينما تغيب في نفس الوقت الحركات البسيطة للحرارة التي تشاهد في الجوامد وجب نظراً للكثافة العالية للتفاعلات الجزئية أن تقدر المتغيرات الديناميكية الحرارية على أساس القوانين الخاصة للتفاعل، وهي تختلف باختلاف السوائل. والشيء الوحيد الذي يمكن إتمامه بشكل عام هو بحث خواص السوائل عند درجات حرارة قريبة من الصفر المطلق بالرغم من أن الهيليوم هو المادة الوحيدة المعروفة التي تظل سائلة قرب الصفر المطلق. وتبعاً للميكانيكا الكلاسيكية تكون الذرات عند الصفر المطلق لا حركة لها وطاقة توازن الوضع للتفاعل لا بد أن تكون أصغر ما يمكن. وعلى ذلك ينبغي أن تكون كل الأجسام جامدة وبرغم هذا قد تكون التأثيرات الكماتية استثناءات للقاعدة ومثل هذا الاستثناء هو الهليوم. وجميع المواد الأخرى تتجمد قبل أن تصبح التأثيرات الكماتية ذات بال بمدة طويلة[1]، وهكذا بفضل ضعف التفاعلات بين الذرات يظل الهيليوم سائلا حتى درجات الحرارة التي تبدأ عندها التأثيرات الكماتية في أن تصبح ذات أهمية (السائل المكمت) التي بعدها يصبح التجدد مستحيلا.

---

[1] تتدخل التأثيرات الكماتية عندما يصبح طول موجة دي بروي الذي يناظر الحركة الحرارية الذرات مما يمكن مقارنته بالمسافات داخل الذرة. وهذا ما يحدث في الهيليوم السائل عند ٢-٣°

الحالات النجمية للمادة:

وثمة مسألة أخرى مهمة هي خواص المواد عند ما تكون درجة الحرارة في ازدياد.

أولا: نحن نعلم من حالات المادة المتكثفة (الجامدة والسائلة) أنها تصبح غازية والغازات العادية جزيئية وعندما ترتفع درجة الحرارة إلى حوالي ١٠^{٣} ^{5}k يبدأ التفكك الحراري (تتفكك الجزيئات إلى ذرات) وتصبح الغازات ذرية. وعند درجات حرارة تبلغ ١٠^{٤} ^{5}k تتأين الذرات والمادة المؤينة – البلازما – تتكون أساساً من الأيونات والإلكترونات (T~١٠^{٦} ^{5}k) وحوالي ١٠^{٧} ^{5}k يكون التأين كاملا وتتكون البلازما من نوى "عادية" وإلكترونات حرة. وعندما ترتفع درجة الحرارة أكثر تبدأ التحولات النووية (~١٠^{٨} ^{5}k)[١] وفوق ١٠^{٩} ^{5}k تتحلل النواة وتتكون المادة من البروتونات والإلكترونات (T~١٠^{١١} ^{5}k)[١]. وأخيراً فوق ١٠^{١٣}^{5}k تكون التحويلات العامة للجسيمات الأولية ممكنة. وهكذا يتطلب توليد زوج من نيكلون ضد نيكلون طاقة تبلغ ك جـ ٢ حيث ك هي كتلة النيكلون ومن العلاقة ك جـ^{٢}~T نحصل على درجة الحرارة الآنفة.

ومن الأمور المهمة جداً بحث خواص المادة في الكثافات العالية جداً. (افترضنا في التعديد الآنف لتغيرات خواص المادة مع درجة

---

[١] النيترونات جسيمات غير مستقرة تتحلل إلى بروتونات مع إصدار إلكترون ونيوترينو. وهذا الأخير يتفاعل مع المادة ويغادر المجموعة.

الحرارة أن الضغط عادي) والآن دعنا نرى كيف تتغير خواص المادة مع تزايد الكثافة مع فرض أن درجة الحرارة تظل واطئة نسبيا. عندما يصل الضغط إلى حوالي ١٠^{٨} ضغط جوي (ض. ج) يتغير شكل القشرات الإلكترونية للذرات وتتزايد طاقتها الداخلية بشكل ملحوظ وتتسع المجالات الكهربائية للقوى الفردية أكثر فأكثر ونتيجة لذلك تصبح الإلكترونات في القشرة الذرية أقل ارتباطاً فأقل مع ذراتها الخاصة. وتصبح الحركة الحرة للإلكترونات الخارجية ممكنة. وعندما تضغط المادة إلى حوالي ١٠^{١٢} ض .ج لا تعد تفاعلات الإلكترونات والنوى ذات أهمية ويمكن اعتبار المادة كنوع من غاز من الإلكترونات عالي الكثافة (يعرف بالغاز المنحل ويوصف بإحصائيات فيرمي).

وعندما تصبح كثافة وضغط الغاز حوالي ١٠^{٦} جم، سم^{٣}، ١٠^{١٨} ض ج[١] يصبح الغاز نسبياً أي متوسط طاقة الإلكترونات يمكن مقارنته مع ك ج^{٢}. وتؤدي زيادة أكثر في الكثافة إلى حالات تكون العمليات المفضلة ديناميكياً حرارياً هي التفاعلات النووية حيث تأسر النوى الإلكترونات مع إصدار النيترونات، وتزيد شحنة النواة ولكن كتلتها تظل كما هي الأمر الذي ينشأ عنه تناقص قوة الربط وتناقص مناظر في عجز الكتلة.

وعند كثافات وضغوط أعلى من هذا تستمر النوى على أسر الإلكترونات مع تخفيض أبعد لشحناتها. وأخيراً تصبح النوى التي تضم

---

[١] للأوزميوم وهو أكشف مادة على الأرض ٤،٢ × ١٠ جم، سم في درجة الحرارة والضغط الجوي العاديين.

عدداً زائداً من النيترونات غير مستقرة وتحلل وعند كثافات ~ $١٠^{١١}$جم. سم^{٣} وضغوط بمقدار ~$١٠^{٢٤}$ ض .ج تبدأ النيترونات في التفوق العددي على الإلكترونات وعند كثافات تبلغ ~$١٠^{١٢}$جم. سم^{٣} تبدأ في التفوق أيضاً في الضغط الذي تولده. وهذا هو النطاق الذي يمكن اعتبار المادة فيه أساساً كغاز نيترون فيرمي (بالطبع سوف يكون هناك عدد من البروتونات والإلكترونات المتولدة عن انحلال النيترون). وعند ضغوط $١٠^{٢٧}$ ض . حـ تكون كثافة غاز النيترون مساوية للكثافة النووية أي ~$١٠^{١٤}$جم. سم^{٣} وهذه الحالة للمادة يمكن الاحتفاظ بها حتى درجات حرارة تبلغ $١٠^{١٢}$ ^{5}k.

وحالات المادة التي تناظر لدرجات حرارة وكثافات عالية جداً قائمة بصورة طبيعية في النجوم وهناك بعض الأرقام: تبلغ درجات الحرارة في المناطق المركزية من الشمس حوالي $١٠^{٧}$ ^{5}k وضغط يبلغ $١٠^{١١}$ ض. ج وفي هذه الظروف تكون المادة في حالة بلازما تامة للتأين أي تتكون من نوى عارية وإلكترونات. وفي داخل النجوم الماردة تبلغ درجة الحرارة $١٠^{٨}$^{5}k وتوجد أعلى الضغوط فيما يسمى الأقزام البيضاء $١٠^{١٩}$ ض . ج[١] وتوجد المادة هناك في حالة غاز إلكتروني منحل نسبي.

والنجوم كيانات فيزيائية طبيعية تتميز بحالات إلكترونية نووية للمادة، ويمكن أن تعتبر الحالات النيترونية للمادة التي أسرت فيها فعلا

---

[١] إن كثافة النجوم هي س $١٠^{٦}$ جم. سم٣ أي أن السنتيمتر المكعب الواحد من مادتها يزن عدة أطنان في ظروف الأرض.

كل الإلكترونات بواسطة البروتونات. والمادة كغاز نيترون منحل من المحتمل جداً أن توجد بصورة طبيعية في أي الأجرام السماوية. ومع ذلك ينبغي أن تكون حالة النيترون ولها كتلة كافية الحالة الأفضل من وجهة النظر الديناميكية الحرارية إذ أن ناتج الطاقة الكلي لمجموعة في حالة النيترون أقل منه في حالة الإلكترون – نواة. لأنه على الرغم من أن تحول النوى والإلكترونات إلى نيترونات حرة يتضمن إنفاقاً كبيراً في الطاقة فإنه إذا كانت كتلة المجموعة كافية الكبر يكافأ هذا الإنفاق بواسطة تحرير طاقة الجاذبية الناشئ عن تناقص الحجم وزيادة الكثافة في المجموعة.

وإذ وضعنا موضع الاعتبار أثر "تمدد الكون"[٢] وظواهره المرئية هي "السدم الهاربة" فإنه يبدو من المحتمل جداً أن حالات النيترون ربما كانت قائمة فيما مضى. ويمكن أن نلاحظ ارتباطاً مع مشكلة أصل وتوزيع العناصر الكيميائية أن ظروف التولد النووي كامنة في الأغلب في ظروف نشأة وتطور الحالة النجمية للمادة.

---

[٢] هذا الأثر كما نذكر نتيجة للنظرية النسبية العامة.

الفصل العاشر

الكينيتيكا الفيزيائية

لقد افترضنا حتى الآن أن المجموعات الماكروئية موضع البحث كانت في توازن إحصائي، وبعبارة أخرى كانت فترات الزمن التي تأملناها إبانه طويلة مقارنة بأوقات ارتخائها. ومن الضروري عادة مع ذلك اختبار مجموعة أثناء زمن يقارن مع أو حتى أقل من زمن الاسترخاء، وهذا ممكن للمجموعات الكبيرة نظراً لوجود ما يسمى التوازنات الجزئية بالإضافة إلى التوازن الإحصائي الكامل لمجموعة مغلقة ككل.

التوازن الجزئي:

إن زمن الاسترخاء يتزايد مع أبعاد المجموعة، وتبعاً لذلك تصل الأجزاء الفردية الصغيرة من مجموعة ما إلى التوازن أسرع كثيراً من قيام التوازن بينهما جميعاً ويرجع شكل آخر من التوازن الجزئي في مخلوط من عدة مواد متفاعلة كيميائياً. وبفضل البطيء النسبي للتفاعلات الكيميائية يقوم التوازن بالنسبة إلى حركة الجزئيات بأسرع مما يقوم التوازن بالنسبة إلى التحولات المتبادلة للجزئيات أي إلى تركيب المخلوط. وهكذا يمكن اعتبار الاتزانات الجزئية في المخاليط كما لو كانت اتزانات لتركيبات كيميائية معلومة (ليست فعلا في حالة اتزان).

الوصف الماكروئي ثانية:

ويجعل وجود مثل هذا التوازن الناقص إدخال تصور "الحالات الماكروئية" لمجموعة ممكناً (وقد استخدم من قبل على نطاق واسع في هذا الكتاب) وعلى خلاف الوصف الميكانيكي الميكروئي (أي ذكر الإحداثيات والعزوم لكل جسيمات مجموعة إذا كان الوصف الكلاسيكي مناسباً) تكون في "الوصف الماكروئي" متوسطات قيم الكميات الفيزيائية التي تحدد هذه أو تلك الحالة من التوازن الجزئي معلومة. جميعها يمكن مثلا أن تكون القيم المتوسطة لكميات تتميز بها أجزاء فردية صغيرة جداً ولكنها ماكروئية من المجموعة وكل منها يمكن اعتباره في حالة توازن جزئي.

المعادلات الكينينيكية (الحركية):

تأمل واحدة من تلك المجموعات الجزئية الصغيرة، إنها نظراً إلى التفاعلات مع مجموعات جزئية أخرى صغيرة قد لا تكون في توازن وتأمل سلوك دالة توزيعها اللا توازني التي تعطينا توزيع جسيمات المجموعة الجزئية تبعًا لحالات الكمات لهذه الأخيرة. وتغير هذه الدالة مع الزمن تحدده كلا من العمليات الميكروئية الآنية للانتقال من حالة لأخرى بداخل المجموعة شبه المعزولة والقوى الخارجية التي تؤثر على المجموعة الجزئية. وهذه العلاقات التي تحدد الاعتماد الزمني للتوزيع تسمى معادلة حركية (كينيمائيكية). ومن الواضح أن الخواص الحركية "لجسم سوف تحدد كلية بواسطة بنائها الميكروئي الخاص، ويتبع هذا أن

الشكل الخاص للمعادلات الحركية يجب أن يختلف باختلاف الأجسام. والمعادلات الحركية هي المعادلات الأساسية لنظرية العمليات الفيزيائية التي تضم المجموعات الماكروئية وتعرف "بالكيماتيكا الفيزيائية".

الخواص الحركية للأجسام:

لقد وجدنا أنه في نظرية التوازن الإحصائي ثمة دالة توزيع عام – توزيع جبس – تمدنا بوصف لخواص التوازن الإحصائي "لأي" مجموعات ماكروئية. ومعنى هذا أنه ثمة عدد كبير من العلاقات بين الكميات الماكروئية وهي صحيحة بصرف النظر عن الأجسام الخاصة التي ترجع إليها الكميات (العلاقات الديناميكية الحرارية). أما في الكينيتكا فليس هناك دالة توزيع عامة فإن تغيير حالات اللا توازن مع الزمن يعتمد كلية على البناء الميكروئي الخاص للجسم (ولكن طبعاً كلما اقتربت الحالة من التوازن تحولت دوال التوزيع إلى دوال توازن جبسي) ونتيجة لهذا ليس هناك معادلات حركية عامة يمكن تطبيقها على السواء على كل الأجسام ما عدا حالات حدية قليلة (مثل الغازات التامة) وتبعاً لذلك أيضاً فيما عدا "استثناءات قليلة" ليس هناك ارتباطات ماكروئية كمية عامة بين الكميات الحركية.

ميكانيكا وألكتروديناميكا الأوساط المتصلة:

تتناول الكينيتكا الظواهرية وهي إحدى طرق بحث الظواهر الحركية المجموعات الماكروئية مثل أوساط المتصلة بتخليصها تماماً من بنائاتها

الميكروئية ومتناولة فقط الكميات الماكروئية. وإلى هنا يرجع المجال الواسع لميكانيكا الأوساط المتصلة: نظرية حركة السوائل (ميكانيكا السوائل) ونظرية المرونة. وإلى هذا ترجع أيضاً كهراديناميكا الأوساط المتصلة أي نظرية المجالات الكهرامغناطيسية في الأوساط المادية ونظرية الخواص الكهربائية والمغناطيسية الماكروئية للمادة. وتجدد العلاقات الأساسية للكينيتيكا الظواهرية تجسيدها في الكينيتكا الإحصائية.

خاتمة:

لقد تناولنا في هذه الحديث خواص الكيانات الفيزيائية المختلفة من الجسيمات الأولية والنوى والذرات إلى الأجسام الماكروئية كالنجوم والدم والكون ككل. وإذ كنا ندرس خواص هذه الكيانات عالجناها باعتبارها "قائمة" دون التطرق إلى أصلها، ولم يكن ذلك عرضاً لأنه في إطار التصورات القائمة لا يمكن تناول مثل هذه الأبحاث.

ويبدو أن التساؤل عن "أصل" كل الكيانات الفيزيائية من الجسيمات الأولية إلى السدم لا يمكن (أو سوف لا يمكن) إثارته بحكمة إلا بعد أن نقيم مجموعة كاملة من الأفكار في فيزياء الجسيمات الأولية وبعد أن ننسق هذه الأفكار مع أفكار النسبية العامة.

الفهرس