

อภิธาน์ทนาการ



สำนักหอสมุด

ฟิสิกส์ของอนุภาค

Physics

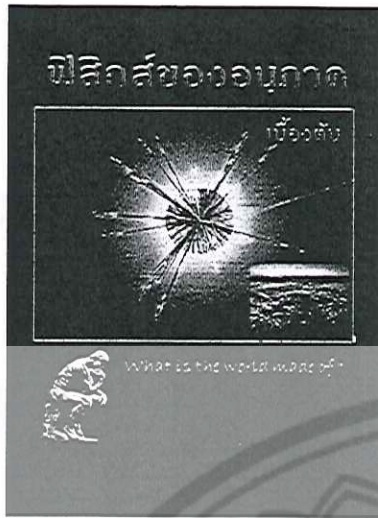
เบื้องต้น

จรัญ พรหมสุวรรณ

ภาควิชาฟิสิกส์ มหาวิทยาลัยนเรศวร

สำนักหอสมุด มหาวิทยาลัยนเรศวร
วันลงทะเบียน... - 9 ส.ค. 2555
เลขทะเบียน... 1.596975X
เลขเรียกหนังสือ.....

QC
13.1
7154 ฟ
2555



ภาพปกหน้า : จาก isgtw.org, flickr.com และ americanthinker.com



ฟิสิกส์ของอนุภาคเบื้องต้น
พิมพ์ครั้งที่ 1 พ.ศ. 2555

ผู้เรียบเรียง และพิมพ์ จริญญา พรหมสุวรรณ

ที่ทำงาน ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยขอนแก่น

ตำบลท่าโพธิ์ อำเภอเมือง จังหวัดพิษณุโลก 65000

โทรศัพท์ 0-5596-3501, 3502 โทรสาร 0-5596-3501

บ้าน เลขที่ 441/6 ถนนบรมไตรโลกนารถ ซอย 13

ตำบลในเมือง อำเภอเมือง จังหวัดพิษณุโลก 65000, โทร (055) 217536

ภูมิลำเนา 806 ถนนเขาน้ำคอก ตำบลศรีพนมมาศ อำเภอลับแล จังหวัดอุตรดิตถ์

คำนำ

ฟิสิกส์ของอนุภาค เป็นการศึกษาอนุภาคที่เป็นส่วนประกอบย่อยที่สุดของสสารที่เรียกว่า ส่วนประกอบหลักมูล ซึ่งประกอบกันเป็นสสารหรือสร้างสสาร รวมทั้งศึกษาอันตรกิริยาระหว่าง อนุภาคเหล่านี้ด้วย ในปัจจุบันเป็นที่รู้กันว่าส่วนประกอบหลักมูลนี้ก็คือควาร์กและเลปตอน ใน หลายทศวรรษที่ผ่านมาได้มีการทดลองในสาขานี้ทำสังสมกันมาเป็นจำนวนมาก รวมทั้งมีการ สังเกตแบบรูปและลักษณะเชิงระบบของอนุภาคด้วย ทฤษฎีทางคณิตศาสตร์ของอันตรกิริยา แม่เหล็กไฟฟ้า อันตรกิริยาอย่างอ่อน และอันตรกิริยาอย่างแรง ได้ถูกนำมาจัดทำใหม่และทดสอบ และทฤษฎีเหล่านี้ได้รวมกันเป็นแบบจำลองมาตรฐานสำเร็จเมื่อ ค.ศ. 1970s ซึ่งนับเป็นปีแห่งการ เฉลิมฉลองความสำเร็จของฟิสิกส์ของอนุภาค

ผู้ศึกษาฟิสิกส์ในบ้านเราศึกษาสาขานี้กันน้อยมากนับคนได้ ทั้งนี้อาจเนื่องมาจากไม่มี โอกาสได้ใช้เครื่องเร่งอนุภาคและเครื่องมือทดลอง และความยากของคณิตศาสตร์ที่ต้องใช้ จึงไม่ ค่อยพบเห็นหนังสือหรือตำราภาษาไทยเขียนถึง ด้วยเหตุนี้ผู้เรียบเรียงจึงได้พยายามเรียบเรียงเป็น หนังสือขึ้นให้เห็นภาพรวมของวิชานี้ ความลึกซึ้งของเนื้อหาอยู่ในระดับปริญญาตรี ทั้งนี้เพื่อเป็น การปูพื้นฐานให้นิสิต นักศึกษา และผู้สนใจ ได้ใช้ศึกษาเพื่อสร้างมโนทัศน์ ก่อนที่จะศึกษาอย่าง ลึกซึ้งในสาขานี้ต่อไป

หนังสือมีทั้งหมด 5 บท ในบทที่ 1 จะเป็นการเกริ่นนำเพื่อทำความเข้าใจเบื้องต้นให้กับ ผู้อ่าน ก่อนที่จะศึกษาเข้าตัวเนื้อหาในบทถัดไป ดังนั้นในบทที่ 2 และบทที่ 3 จึงอาจจำเป็นต้องนำ เนื้อหาบางตอนมากล่าวซ้ำอีก

การใช้คำศัพท์ภาษาไทยของวิชานี้ทำได้ยากลำบากมาก เนื่องจากไม่ค่อยมีการบัญญัติเป็น ภาษาไทย ซึ่งผู้เรียบเรียงก็ได้ยึดตามแบบหนังสือศัพท์วิทยาศาสตร์ อังกฤษ-ไทย ไทย-อังกฤษ ฉบับราชบัณฑิตยสถาน ฉบับพิมพ์ครั้งที่ 5 พ.ศ. 2546 และพจนานุกรมศัพท์คณิตศาสตร์ ฉบับราชบัณฑิตยสถาน ฉบับพิมพ์ครั้งที่ 10 พ.ศ. 2553 ซึ่งจะมีข้อดีเมื่อต้องการสืบย้อนกลับหาที่มา ของคำแปล อย่างไรก็ตาม ยังมีศัพท์อีกเป็นจำนวนมากมาย ที่ยังไม่ได้บัญญัติไว้ในพจนานุกรม ดังกล่าว ผู้เรียบเรียงจึงขอบัญญัติขึ้นใช้เองในตำราเล่มนี้ไปพลางก่อน

หนังสือเล่มนี้อาจยังมีข้อบกพร่อง เพราะว่าเป็นการพิมพ์ครั้งแรก แล้วยังต้องรีบเร่งให้ เสร็จในเวลาจำกัด ซึ่งปรกติกการเรียบเรียงและจัดพิมพ์หนังสือฟิสิกส์ต้องใช้ทั้งเวลา และความ อดทนพอสมควร

ii คำนำ

ตลอดเวลาของการทำงานสอน วิจัย และเรียบเรียงตำราชีวเคมีระดับปริญญาตรี ได้ระลึกอยู่เสมอถึงพระคุณของอาจารย์ที่เคยสอนวิชาชีวเคมีระดับปริญญาตรีแก่ข้าพเจ้าขณะยังเป็นนิสิตอยู่ที่วิทยาลัยวิชาการศึกษา พิษณุโลก และจุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย คือ ศาสตราจารย์วิชัย หโยคม ศาสตราจารย์ ดร. ช้าง เมธาศิริ รองศาสตราจารย์ถาวร สุทธิพงษ์ และผู้ช่วยศาสตราจารย์ วัฒน จิตวัฒนากร โดยเฉพาะอย่างยิ่งอาจารย์ผู้มีคุณูปการ ที่ช่วยชี้แนะแนวทางการทำงาน และการดำเนินชีวิตให้ผู้เรียบเรียงเสมอมา คือ ศาสตราจารย์ ดร. สุทัศน์ ยกส้าน

กุศลใดที่บังเกิดจากการเรียบเรียงหนังสือเล่มนี้ ก็ขออุทิศให้แก่ พ่อพา พรหมสุวรรณ พ่อผู้สร้างชีวิตและอนาคตให้แก่ผู้เรียบเรียง และอาจารย์เจริญ พรหมสุวรรณ พี่ชาย ผู้คอยช่วยเหลือห่วงใยผู้เรียบเรียงมาตลอดชีวิต และหากหนังสือเล่มนี้มีความดีอยู่บ้างก็ขอมอบให้แม่ ภรรยา และลูก ๆ

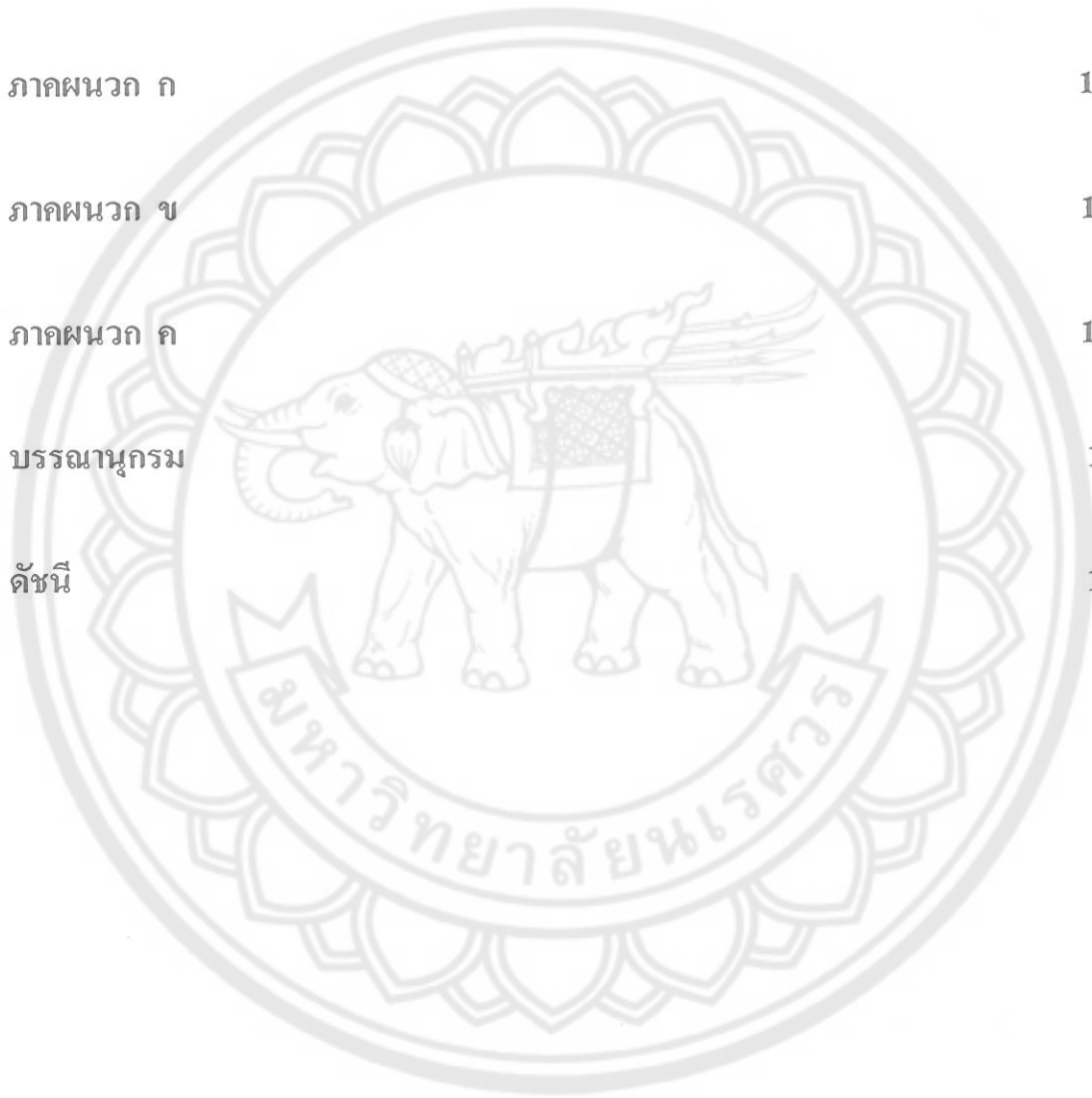


สารบัญ

บทที่ 1	เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค	1
1.1	โลกทำมาจากอะไร ?	1
1.2	ประวัติโดยย่อของวิชาฟิสิกส์ของอนุภาค	4
1.3	หน่วยและการนิยาม	5
	ก. หน่วยในทั่วไป	5
	ข. หน่วยธรรมชาติ	7
	ค. การนิยามศัพท์เฉพาะและศัพท์วิทยา	8
1.4	อนุภาคมูลฐานรุ่นเก่าสามสิบสองชนิด	10
	อนุภาคสเตรนจ์หรืออนุภาคแปลก	19
1.5	อันตรกิริยาพื้นฐานและกฎการอนุรักษ์	28
1.6	อนุภาคเรโซแนนซ์	33
1.7	เจ็ทโพลต์เวย์และการจำแนกประเภทอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง	37
	เจ็ทโพลต์เวย์	38
1.8	เจ็ทโพลต์เวย์นำไปสู่ควาร์ก	41
	แบบฝึกหัด	44
บทที่ 2	อนุภาคและอันตรกิริยา	47
2.1	การจำแนกประเภทของอนุภาคชั้นบะตอม	47
2.2	การจัดประเภทและพิสัยของอันตรกิริยา	49
2.3	กฎการอนุรักษ์	51
2.4	สมบัติของเลปตอน	51
2.5	แผนภาพไฟน์แมน	53
	แบบฝึกหัด	58

บทที่ 3 แบบจำลองมาตรฐาน	60
3.1 หลักฐานของควาร์ก	60
การผลิตมีซอนที่เป็นกลาง	60
สถานะถูกกระตุ้นของโปรตอน	60
โมเมนต์แม่เหล็กของนิวตรอน	61
การกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่นลึกของอิเล็กตรอน	62
3.2 ส่วนประกอบของแฮดรอนเบา	62
3.3 ส่วนประกอบของแฮดรอนหนัก	67
3.4 เพิ่มเติมเกี่ยวกับควาร์ก	69
3.5 คัลเลอร์และกลูออน	73
แบบฝึกหัด	78
บทที่ 4 ปฏิกิริยาอนุภาคและการสลาย	79
4.1 ปฏิกิริยาและการสลายในบริบทของแบบจำลองควาร์ก	79
4.2 โบซอน W^\pm และ Z^0	84
4.3 การผสมรุ่นควาร์ก	89
4.4 กฎการอนุรักษ์และหลักเกณฑ์จตุรรวม	91
4.5 การจำแนกประเภทของอันตรกิริยา	93
4.6 โอกาสการเปลี่ยนและแผนภาพไฟน์แมน	95
4.7 การผลิตมีซอนและการแตกเป็นชิ้นส่วน	98
4.8 การฝ่าฝืนซีพีในการสลายมีซอนเป็นกลาง	101
แบบฝึกหัด	105
บทที่ 5 ทฤษฎีการรวมแบบสมบรูณ์และปัญหานิวทริโนสุริยะ	108
5.1 ทฤษฎีการรวมแบบสมบรูณ์	108
5.2 นิวทริโนสุริยะ	110

5.3 การแก่งกวดของนิวทริโน	116
5.4 มวลนิวทริโน	122
แบบฝึกหัด	125
ภาคผนวก ก	126
ภาคผนวก ข	129
ภาคผนวก ค	137
บรรณานุกรม	140
ดัชนี	142



บทที่ 1

เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

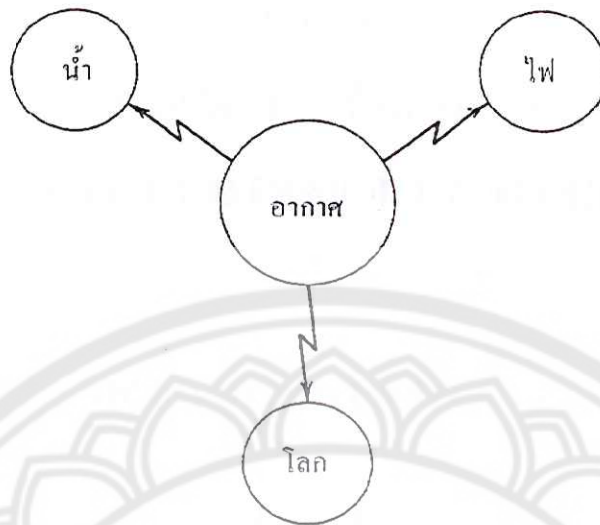
(A PREVIEW OF PARTICLE PHYSICS)

1.1 โลกทำมาจากอะไร ? (What is the World Made of ?)

งานวิจัยทางฟิสิกส์ของอนุภาคในปัจจุบันเป็นการตอบสนองความทะเยอทะยานของมนุษย์ และเพื่อหาคำตอบของคำถามที่ว่าโลกทำมาจากอะไร ผู้ไขปัญหานี้ในยุคแรกได้แก่ อนาซิมินีส (Anaximenes) แห่งมิลีทัส (Miletus) ในยุคกรีกโบราณ ซึ่งกล่าวว่ารูปแบบสสารทั้งหมดทั้งสิ้น ล้วนเกิดมาจากอากาศ ที่ควบแน่น หรือเบาบาง ถ้าเบาบางก็จะเป็นไฟ ถ้าควบแน่นก็จะเป็นลม เป็นเมฆ ถ้าควบแน่นมากขึ้นเรื่อยๆ ก็จะเป็นน้ำ เป็นโลก และเป็นก้อนหิน รูปแบบของสสารล้วนมาจากการเบาบางและการควบแน่นของอากาศดังกล่าว ซึ่งคำตอบนี้แสดงในรูป 1.1 และในอีก 25 ศตวรรษถัดมา คำตอบที่ผู้คนรับรู้และคุ้นเคยกันมาจากตารางธาตุที่ ดีมิทรี เมนเดเลฟ (Dmitri Mendeleev) จัดที่สร้างขึ้น เพิ่มเติมมาจากรุ่นที่อยู่ในรูป 1.1 ซึ่งปัจจุบันมีธาตุทางเคมีอยู่ในตารางธาตุมากกว่า 100 ธาตุ แบบจำลองของโครงสร้างหลักมูล (fundamental) ของสสารตามแบบอนาซิมินีสรับรู้และเข้าใจได้ง่ายและชัดเจน เพราะเป็นส่วนประกอบของสิ่งก่อสร้าง (building block) ถูกกำหนดขึ้นมาอย่างง่าย ๆ ไม่ซับซ้อน แต่ความล้มเหลวของแบบจำลองอนาซิมินีสมาจากอะไร มาจากคำตอบผิดหรือไม่ ก็ไม่ เพราะคำตอบก็ยังถูกต้อง แต่ก็ยังเป็นคำตอบที่ยังไม่ถึงที่สุด หรือเป็นคำตอบที่ยังไม่เป็นหลักมูลอย่างถึงที่สุด ส่วนตารางธาตุของเมนเดรีฟนั้น การมีมากมายของจำนวนธาตุ และระบบที่ใช้จัดทำตารางธาตุ เป็นสิ่งชี้แนะถึงการมีโครงสร้างย่อย ซึ่งปัจจุบันเป็นที่รู้กันดีว่าตารางธาตุของเมนเดรีฟ จัดทำขึ้นจากอิเล็กตรอนและนิวคลีไอซึ่งมีความเป็นหลักมูลมากกว่า

คำตอบในปัจจุบันของคำถามที่ว่าโลกทำมาจากอะไร ? มีอยู่ในตาราง 1.1 คำตอบที่อยู่ในตารางได้มาจากการแยกแยะผลการทดลอง ที่ทำอย่างต่อเนื่องกันมาในสาขา ฟิสิกส์ของอะตอม, นิวเคลียส, รัศมีคอสมิก, และฟิสิกส์พลังงานสูง ได้มีการพยายามทางการทดลองอย่างมากกระทำขึ้นในราวปลายศตวรรษที่แล้ว และมีลำดับการค้นพบที่สำคัญ ที่นำพาเราไปสู่โลกของควาร์ก (quark) , เลปตอน (lepton) และเกจโบซอน (gauge boson) ซึ่งแต่ก่อนก็เป็นเพียงคำตอบ

2 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค



รูป 1.1 ทฤษฎีเริ่มแรกกล่าวว่ารูปแบบของสสารที่เป็นอยู่ทั้งหมด เกิดจากการควบแน่นหรือการเบาบางลงของอากาศ และต่อมานักเคมีได้สร้างธาตุขึ้นมาสี่ธาตุ ดังแสดงในรูป (คัดแปลงจาก F. Halzen and A. D. Martin, *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York, 1984, p. 2)

หนึ่งในหลายคำตอบที่ช่วงชิงกันเสนอ ตารางเมนเดรีฟได้ก้าวมาที่ละชั้นตอนอย่างสม่ำเสมอจากก้อนหินมาถึงนิวคลีไอ และจากนิวคลีไอมายังอนุภาคที่เรียกว่าโปรตอน และนิวตรอน (เรียกรวมกันว่านิวคลีออน) ซึ่งถูกยึดอยู่ด้วยกัน หรือถูก “กาว (glued)” ติดกันด้วยแรงอย่างแรง (strong force) หรือแรงนิวเคลียร์ (nuclear force) เพื่อก่อรูปเป็นนิวคลีไอ และต่อมาก็ยึดอยู่กับอิเล็กตรอนด้วยแรงแม่เหล็กไฟฟ้าเพื่อก่อรูปเป็นอะตอม การแปลงผัน (conversion) ของนิวตรอนกับโปรตอน (นิวตรอนสามารถเปลี่ยนเป็นโปรตอนหรือกลับกันได้) โดยอันตรกิริยาอย่างอ่อน (weak interaction) จะตอบสนองการสลาย β ของนิวคลีไอกัมมันตรังสี โดยการสลายอย่างช้า ๆ ของนิวตรอนไปเป็นโปรตอนก็มีอิเล็กตรอนและแอนตินิวทริโน (antineutrino) เกิดขึ้นเคียงข้างกันไปด้วยอยู่เสมอ ส่วนการจะเป็นโปรตอนหรือนิวตรอน ก็จะมีควาร์ก u และ d ที่อยู่ในโปรตอนหรือนิวตรอนเป็นตัวกำหนด

นิวตรอนและโปรตอนไม่ใช่อนุภาคโคเดเคียว แต่ถูกจัดให้เป็นอนุภาคที่เบาที่สุดอยู่ในจำพวกเฟอร์มิออน (fermion) ชนิดที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง ซึ่งอนุภาคพวกนี้เรียกว่า แบรีออน (baryon) ซึ่งมีอยู่เกือบร้อยชนิด สำหรับในอนุภาคพวก โบซอน (boson) ชนิดที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงที่ถูกลักกันพบกันมาเป็นลำดับ ก็มีอนุภาคที่เรียกว่ามีซอน (meson) ถูกพบรวมอยู่ด้วย โดยอนุภาค

เบาสุดคือโฟตอน เฟอร์มิออน (โบซอน) เป็นสถานะของอนุภาค (particle state) ที่มีสปิน (spin) $J = n(\hbar/2)$ เมื่อ n เป็นจำนวนเต็มคี่ (คู่) อนุภาคทั้งหมดที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง (แบริออนและโบซอน) จะเรียกรวมกันว่าแฮดรอน (hadron)

เมื่อก้าวหน้ามาถึงขั้นนี้แล้ว เวลากล่าวถึงอนุภาค “มูลฐาน” ความหมายก็จะชี้ลงละเอียดไปถึงส่วนประกอบย่อยของนิวคลีออน (คือควาร์ก) รวมทั้งส่วนประกอบย่อยของมิซอน π และแฮดรอนที่มีควาร์กเป็นส่วนประกอบ มากกว่าที่จะย้อนไปเอาคำตอบจากส่วนประกอบย่อยของอะตอมตามตารางของเมนเดเรฟมาตอบ ส่วนอิเล็กตรอนและนิวทริโน เป็นพวกที่ไม่มีอันตรกิริยาอย่างแรง ดังนั้นจะไม่เรียกว่าแฮดรอน แต่จะแยกเอาไปจัดกลุ่มไว้ใหม่และเรียกว่า “เลปตอน” (lepton) นิวทริโนไม่มีประจุจึงมีแต่อันตรกิริยาอย่างอ่อน ส่วนอิเล็กตรอนมีประจุนอกจากจะมีอันตรกิริยาอย่างอ่อนแล้ว จึงมีอันตรกิริยาทางแม่เหล็กไฟฟ้าควบคู่กันไปด้วย เลปตอนมีจำนวนไม่มากเหมือนแฮดรอน จึงบรรจุไว้ในตาราง 1.1 ได้ทั้งหมด และเป็นอนุภาคคล้ายจุด (point-like particle) เหมือนกับพวกควาร์ก

ตาราง 1.1 ชั้นส่วนประกอบของอนุภาคมูลฐาน และเลขควอนตัมบางตัวของมัน (ดัดแปลงจาก F. Halzen and A. D. Martin, *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York, 1984, p.3)

ชื่อ	สปิน	เลขแบริออน B	เลขเลปตอน L	ประจุ Q
ควาร์ก				
u (อัป)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$+\frac{2}{3}$
d (ดาวน์)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$
เลปตอน				
e (อิเล็กตรอน)	$\frac{1}{2}$	0	1	-1
ν (นิวทริโน)	$\frac{1}{2}$	0	1	0
เกจโบซอน				
γ (โฟตอน)	1	0	0	0
W^\pm, Z (โบซอนอย่างอ่อน)	1	0	0	$\pm 1, 0$
g_i ($i = 1, \dots, 8$ กลูออน)	1	0	0	0

หมายเหตุ : สปินมีหน่วยเป็น \hbar ประจุมีหน่วยเป็นประจุมูลฐาน e ประจุ -1 หมายถึงประจุอิเล็กตรอน สำหรับปฏิยานุภาค (antiparticle) ของควาร์กและเลปตอน ($\bar{u}, \bar{d}, e^+, \bar{\nu}$) ไม่ได้ใส่ไว้ในตาราง

4 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

ชเรอดิงเงอร์ (Schrödinger equation) ก็เป็นที่แน่ชัดว่าไม่สามารถใช้กับการอุบัติ (creation) และการประลัย (annihilation) ของอนุภาคที่สังเกตในการสลายของนิวตรอนได้ ยิ่งไปกว่านั้นยังไม่เหมาะที่จะใช้อธิบายกับพวกอนุภาคที่มีพลังงานเชิงสัมพัทธภาพสูง เช่นในการทดลองทางรังสีคอสมิก ที่ปฏิบัติเป็นงานประจำได้ ดังนั้นในระยะเริ่มต้นของทศวรรษ 1930 จึงมีการสร้างทฤษฎีเพื่ออธิบายอันตรกิริยาทางไฟฟ้าของอิเล็กตรอนและโฟตอน [ควอนตัมอิเล็กโทรไดนามิกส์ (quantum electrodynamics)] ขึ้น โดยมีรายละเอียดของทฤษฎีอยู่ที่การเป็นควอนไทซ์ (quantized) และการยี่นง (invariant) อย่างเชิงสัมพัทธภาพ แม้ว่าทฤษฎีนี้จำเป็นที่จะต้องนำไปใช้กับควาร์ก เหมือน กับที่ใช้กับอิเล็กตรอน และใช้กับอันตรกิริยาแบบอื่น ๆ นอกเหนือจากอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า แต่งานการคำนวณทางทฤษฎีของฟิสิกส์อนุภาคก็มิได้มีการเปลี่ยนแปลง อย่งไรก็ดี การพัฒนาฟิสิกส์ของอนุภาคที่ทำมาจวบกระทั่งปัจจุบัน ก็มีการเปิดเผยออกมาว่ามีทฤษฎีขั้นพิเศษ เรียกว่าทฤษฎี “เกจ” (gauge) ที่เชื่อว่าสามารถอธิบายได้ทั้งอันตรกิริยาอย่างแรง และอันตรกิริยาอย่างอ่อน ของควาร์ก และเลปตอน : แบบจำลองรวมอย่างอ่อนไฟฟ้า (unified electroweak model) และควอนตัมโครโมไดนามิกส์ (quantum chromodynamics)

1.2 ประวัติโดยย่อของวิชาฟิสิกส์ของอนุภาค (A Brief History of Particle Physics)

จุดมุ่งหมายข้อหนึ่ง ที่อยู่ในจุดมุ่งหมายหลักของวิชาฟิสิกส์ ก็คือเพื่อหาก่อนชิ้นส่วนที่ใช้ทำสสาร หรือชิ้นส่วนที่ประกอบเป็นสสาร และแรงที่ยึดชิ้นส่วนเหล่านี้ในสสาร ใน ค.ศ. 1808 ดาลตัน (Dalton) ได้เสนอทฤษฎีอะตอมของสสาร โดยกล่าวว่าอะตอมเป็นส่วนที่เล็กที่สุดที่ประกอบขึ้นเป็นสสาร และใน ค.ศ. 1900 แม้ว่าจะยังไม่รู้เรื่องราวของอะตอมกันมากนัก แต่ผู้คนที่เริ่มรู้สึกตัวแล้วว่าอะตอมยังมีโครงสร้างย่อยต่อไปอีก ดังนั้นอะตอมจึงไม่ใช่ส่วนที่เล็กที่สุดของสสารอีกต่อไป แต่จุดเริ่มต้นของวิชาฟิสิกส์ของอนุภาคจริง ๆ จะเริ่มนับตั้งแต่มีการค้นพบอิเล็กตรอนเป็นครั้งแรกโดย เจ. เจ. ทอมสัน (J. J. Thomson) ใน ค.ศ. 1897 ต่อมาใน ค.ศ. 1911 รัทเทอร์ฟอร์ด (Rutherford) ก็ได้สร้างแบบจำลองอะตอมของนิวเคลียสขึ้น และใน ค.ศ. 1932 ก็มีการค้นพบนิวตรอนโดยเจมส์ แชดวิก (James Chadwick) และชักนำให้นักฟิสิกส์เชื่อว่าสสารทำมาจาก อิเล็กตรอน, โปรตอน, และนิวตรอน ในช่วงแรกของ ค.ศ. 1930's ผู้คนรู้จักอนุภาคพื้นฐานอยู่เพียงสี่ชนิดเท่านั้น คือ อิเล็กตรอน, โปรตอน, นิวตรอน, และโฟตอน

(คือควอนตัมของรังสีแม่เหล็กไฟฟ้า) และเรียกอนุภาคเหล่านี้ว่าอนุภาคฐานมูล (fundamental particle) หรืออนุภาคมูลฐาน (elementary particle) และได้มีการค้นหาและสำรวจเพิ่มเติมเรื่อยมา จนกระทั่งใน ค. ศ. 1947 นักฟิสิกส์ก็พบรายการของอนุภาคมูลฐานที่มีอยู่ในจักรวาล ว่ามีถึง 14 รายการ และเมื่อถึง ค.ศ. 1957 ก็มีถึง 32 รายการ (ดูตาราง 1.2) กระทั่งถึง ค.ศ. 1965 รายการก็มีมากขึ้นกว่าสองเท่า แต่ก็ยังไม่สิ้นสุดเพียงเท่านี้ ยังคงมีการสำรวจและค้นหาอนุภาคมูลฐานกันต่อไปอีกเรื่อย ๆ

รายการของอนุภาคมูลฐานถูกเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วเพียงในช่วงคาบ 40 ปีเท่านั้น และในช่วงนี้ก็ได้เทคโนโลยีใหม่ๆ ที่พัฒนาขึ้นมาใช้ 3 ด้าน คือ (a) เครื่องเร่งพลังงานสูง, (b) ตัวตรวจจับชนิดใหม่ๆ, และ (c) เทคนิคการวิเคราะห์ข้อมูลด้วยคอมพิวเตอร์ความเร็วสูง

1.3 หน่วยและการนิยาม (Units and Definition)

มาถึงตรงนี้ เราจำเป็นต้องขอพักการอภิปรายชั่วคราว เพื่อแนะนำหน่วยและการนิยามที่เหมาะสมกับวิชาฟิสิกส์ของอนุภาค เพื่อป้องกันการสับสน

ก. หน่วยในทั่วไป (Unit in General)

แม้ว่าในการคำนวณของเราจะใช้หน่วยเอสไอ (SI units) แต่ก็ไม่ได้สะดวกเวลาอภิปรายสมบัติและพฤติกรรมของนิวเคลียส ดังนั้นเราจึงมีหน่วยเฉพาะกำหนดขึ้นใช้ทั้งในวิชาฟิสิกส์นิวเคลียร์ และฟิสิกส์ของอนุภาค

1) พลังงาน (Energy)

หน่วยของพลังงานมีหน่วยเป็นอิเล็กตรอนโวลต์ (electron volt), eV , ซึ่งเป็นพลังงานจลน์ที่ได้มาจากการเคลื่อนที่ของอนุภาคที่มีประจุ 1 เท่าของประจุอิเล็กตรอน (e) ผ่านความต่างศักย์ 1 โวลต์ หน่วยอิเล็กตรอนโวลต์ที่เหมาะสม และใช้กันบ่อยในวิชาฟิสิกส์ของอะตอม, ฟิสิกส์ของนิวเคลียส, และฟิสิกส์ของอนุภาค มักจะคูณด้วย 10^3 , 10^6 , 10^9 และ 10^{12} และเรียกว่าหน่วย keV , MeV , GeV และ TeV

2) มวล (Mass)

6 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

ในทฤษฎีสัมพัทธภาพพิเศษ (special relativity) มวลของอนุภาคอิสระในขณะที่อยู่นิ่งจะสัมพันธ์กับพลังงาน E_0 ของมันในขณะที่อยู่นิ่ง โดยสมการที่มีชื่อเสียง $E_0 = mc^2$ เมื่อ c เป็นความเร็วแสง ถ้าอนุภาคสลายแบบเกิดขึ้นเองโดยแบ่งแยกตัวออกเป็นสองส่วน มวลรวมกันของส่วนแบ่งแยกทั้งสองนั้นจะน้อยกว่ามวลของอนุภาคเดิมไป Δm พร้อมกับมีพลังงานถูกปล่อยออกมา $\Delta E = \Delta mc^2$ ถ้าอนุภาคเคลื่อนที่ด้วยความเร็ว v พลังงานของอนุภาคก็จะเป็น $E = \gamma mc^2$ เมื่อ $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ เรียกว่าตัวประกอบโลเร็นตซ์ (Lorentz factor) สำหรับอนุภาคที่เรากล่าวถึงในหนังสือเล่มนี้ เพื่อความสะดวกเราจะใช้หน่วยพลังงานเป็นเมกะอิเล็กตรอน โวลต์ (megaelectron volt), Mev, และมวลก็อาจจะถูกกำหนดให้อยู่ในหน่วย Mev/c² ที่สมมูลกับค่าเมกะ-อิเล็กตรอน โวลต์

มวลของอะตอมที่เป็นกลาง ใช้หน่วยเป็นหน่วยมวลอะตอม (atomic mass unit), amu หรือ u เป็นหน่วยสัมพันธ์กับมวลอะตอม ¹²C โดย 1 u เท่ากับ $\frac{1}{12}$ เท่าของมวลอะตอม ¹²C ที่เป็นกลางทางไฟฟ้า

3) โมเมนตัม (Momentum)

ตามสมการไอน์สไตน์ (Einstein) สำหรับการเคลื่อนที่ของอนุภาค $E^2 = m^2c^4 + p^2c^4$ แสดงว่าโมเมนตัม p คูณ c มีมิติของพลังงาน เพื่อความสะดวก ในวิชาฟิสิกส์ของเครื่องเร่งและฟิสิกส์ของอนุภาค จึงให้โมเมนตัมอยู่ในหน่วย Mev/c หรือ Gev/c

4) ความเร็ว (Velocity)

เพื่อความสะดวก ความเร็วจะให้อยู่ในหน่วยของ c และจะเขียนเป็น $\beta = v/c$

5) โมเมนตัมเชิงมุม (Angular momentum)

ใช้ควอนตัมพลังค์ลดทอน (reduced Planck quantum), $\hbar = h/2\pi$, เป็นหน่วยของโมเมนตัมเชิงมุม ว่ามีกี่ \hbar

6) ความยาว (Length)

ความยาวที่มีประโยชน์ คือความยาวคลื่นคอมป์ตันลดทอน (reduced Compton wavelength), \hbar/mc , ของอิเล็กตรอนหรือโฟตอน เนื่องจากที่ปริมาณนี้เข้าไปอยู่ในสูตรหลายสูตร ใช้อเนกประสงค์ เช่นใช้อธิบายรัศมีของนิวเคลียส และระยะห่างระหว่างนิวคลีออน แต่

อย่างไรก็ตาม หน่วย SI ก็ยังใช้อยู่ในระดับที่ไม่หลากหลาย หน่วยเฟอร์มิ (fermi) ,F, ก็ให้ชื่อใหม่เป็นเฟมโตเมตร (femtometer) (10^{-15} m), fm , ซึ่งเป็นหน่วยที่เท่ากันพอดี

7) เวลา (Time)

หน่วยของเวลาที่เหมาะจะใช้กับอันตรกิริยานิวเคลียร์ ก็คือความยาวคลื่นคอมป์ตันลดทอนหารด้วย c , คือ $t = \hbar / mc$, แต่ไม่กำหนดชื่อเฉพาะของปริมาณนี้

8) ภาคตัดขวาง (Cross-section)

สามารถวัดออกเป็นหน่วยเฟมโตเมตรยกกำลังสอง, fm^2 , ได้ แต่หน่วยเฉพาะของมันที่ใช้กันมานาน คือหน่วยบาร์น (barn), b, $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ใช้กันเป็นสากล สัญลักษณ์ของภาคตัดขวาง คือ σ

ข. หน่วยธรรมชาติ (Natural Units)

หน่วยธรรมชาติเป็นหน่วยที่การวัดอยู่บนฐานหลักของค่าคงตัวเชิงฟิสิกส์สากล (universal physical constants) ตัวอย่างเช่น ให้ประจุไฟฟ้ามีหน่วยเป็น e (ประจุมูลฐาน) ความเร็วมีหน่วยเป็น c (ความเร็วแสง) ระบบของหน่วยธรรมชาติ ได้มาจากการเลือกให้ของค่าคงตัวเชิงฟิสิกส์สากลบางชุด มีค่าเท่ากับ 1

การใช้หน่วยธรรมชาติพบอยู่ทั่วไปในการคำนวณในวิชาฟิสิกส์ของอนุภาค โดยให้ $\hbar = c = 1$ ทั้งนี้เพื่อให้สะดวกต่อการคำนวณ แต่ก็ยังพบว่าการใช้ยังปะปนกัน ในบางครั้งก็ยังคงพบการคำนวณที่มี \hbar และ c คงอยู่

ถ้าเราทำดังต่อไปนี้คือ เลือกมวลมาตรฐาน m_0 มามวลหนึ่ง (คือมวลของโปรตอน) ที่มวลมีหน่วยเป็น

$$m_0 = 1$$

แล้วให้หน่วยธรรมชาติของความยาว ในหน่วยความยาวคลื่นคอมป์ตันของอนุภาคมาตรฐาน มีหน่วย เป็น

$$\lambda_0 = \frac{\hbar}{m_0 c} = 1$$

8 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

และให้หน่วยของเวลา เป็น

$$t_0 = \frac{\lambda_0}{c} = \frac{\hbar}{m_0 c^2} = 1$$

และให้หน่วยของพลังงาน เป็น

$$E = m_0 c^2 = 1$$

จะเห็นว่าในหน่วยทั้งหมดเหล่านี้ มี $\hbar = c = 1$ ซึ่งก็จะเปลี่ยนเป็นให้หน่วยปรกติที่ใช้กัน ในภายหลังการคำนวณเสร็จแล้วได้ และจะมีประโยชน์หากเราจำไว้ว่า $\hbar c = 197 \text{ Mev fm}$ เพราะอนุภาคที่มีพลังงานมวล $m_0 c^2 = 197 \text{ Mev}$ มีความยาวคลื่นคอมป์ตัน $\hbar / m_0 c = \hbar c / m_0 c^2 = 1 \text{ fm}$

ในระบบ MKS ประจุไฟฟ้าที่วัดในหน่วยคูลอมบ์ (C) จะได้ค่าคงตัวโครงสร้างละเอียดเป็น

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

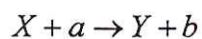
ซึ่งโดยทั่วไป ไม่ใช้หน่วยเช่นนี้กับการคำนวณของประจุกับโบซอน เราจะนิยามให้ e อยู่ในหน่วยเฮฟวิไซด์-โลเร็นตซ์ (Heaviside-Lorentz) ($\epsilon_0 = \mu_0 = 1$) กับ $\hbar = c = 1$ ดังนั้นจะได้ว่า

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$$

ก. การนิยามศัพท์เฉพาะและศัพท์วิทยา (Definitions and Terminology)

1) ปฏิกิริยานิวเคลียร์และปฏิกิริยาอนุภาค (Nuclear and Particle Reactions)

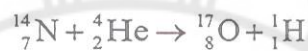
ปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่ต้องมีทั้งอนุภาคเข้ามา และอนุภาคออกไป จะเขียนอยู่ในพจน์ของ



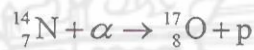
และเขียนย่อ ๆ เป็น $X(a,b)Y$ หรือบางครั้งก็เรียกปฏิกิริยาชนิด (a,b) สัญลักษณ์ที่ใช้ในแผนของปฏิกิริยา อยู่บนฐานหลักของสัญลักษณ์ธาตุทางเคมี ตัวอย่างเช่น

เลขมวล	สถานะของการเป็นไอออน
	$^{14}_7\text{N}^{6+}$
เลขอะตอม	จำนวนอะตอมต่อโมเลกุล

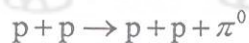
แต่ก็มีอยู่บ่อย ๆ ที่แสดงเฉพาะเลขมวล หรือเลขอะตอมเท่านั้น ทั้งนี้เพราะเลขอะตอมและเลขมวล (เลขแบรีออน) ต้องถูกทำให้อนุรักษ์ ตัวอย่าง เช่น $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ ซึ่งถ้าเขียนเต็มรูป ก็จะเขียนเป็น



ซึ่งเหมือนกันกับ



หลายปฏิกิริยาในฟิสิกส์ของอนุภาค ถูกทำให้เกิดขึ้นเพื่อสร้างอนุภาคใหม่ ซึ่งเป็นการประโยชน์ของการเชื่อมโยงระหว่างพลังงานในตัว (intrinsic energy) กับมวล ถ้าเราสามารถเปลี่ยน (divert) พลังงานจลน์บางส่วนของอนุภาคให้ไปเป็นพลังงานในตัวอนุภาคได้ เราก็จะสร้างอนุภาคใหม่ได้ พิจารณาสมการ



สมการนี้เป็นตัวอย่างของสมการปฏิกิริยา (reaction equation) ทางด้านซ้ายมือของสมการเป็นสัญลักษณ์ของอนุภาคที่เข้ามาทำปฏิกิริยา ซึ่งในกรณีนี้คือสองโปรตอน เครื่องหมาย “+” ทางด้านซ้ายมือแสดงว่าโปรตอนทั้งสองเข้ามาอยู่ในพิสัยที่จะมีอันตรกิริยาต่อกัน ผลลัพธ์ของปฏิกิริยาจะอยู่ทางขวามือของสมการ โปรตอนทั้งสองยังคงอยู่แต่มีอนุภาคใหม่เกิดขึ้น คือไพออนที่เป็นกลาง π^0 เครื่องหมายลูกศร แทนขอบเขตระหว่างสถานะการณ์ “ก่อน” และ “หลัง” ในสมการจะแสดงประจุของอนุภาคด้วย ครรชนิบบน ครรชิตบน “0” ของไพออน เป็นการแสดงว่าไพออนมีประจุเป็น 0 สำหรับโปรตอนมีประจุ +1 ก็เขียนเป็น “p⁺” แต่เราก็ไม่นิยมใส่เครื่องหมายบอกประจุให้กับโปรตอนและนิวตรอน

2) การสลายอนุภาค (Particle Decays)

มีหลายอนุภาคไม่เสถียร มันจะสลายไปเป็นอนุภาคที่มีมวลน้อยลง และสามารถเขียนเป็นแบบ

10 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

$$A \rightarrow B + C$$

A เป็นอนุภาคที่สลาย, และ B และ C เป็นผลผลิตของการสลาย (ลูก) ในการสลาย พลังงานและโมเมนตัมจะอนุรักษ์ (conserve)

ในวิชาฟิสิกส์ของอนุภาค การสลายของอนุภาค p กลายเป็นผลผลิต q,r,s, ... ก็เขียนเป็น

$$p \rightarrow qrs \dots$$

และอันตรกิริยาระหว่างอนุภาค a และ b เพื่อก่อรูปเป็นผลผลิต c,d,e... ก็เขียนเป็น

$$ab \rightarrow cde \dots$$

1.4 อนุภาคมูลฐานรุ่นเก่าสามสิบสองชนิด (The Old Thirty-Two Elementary Particles)

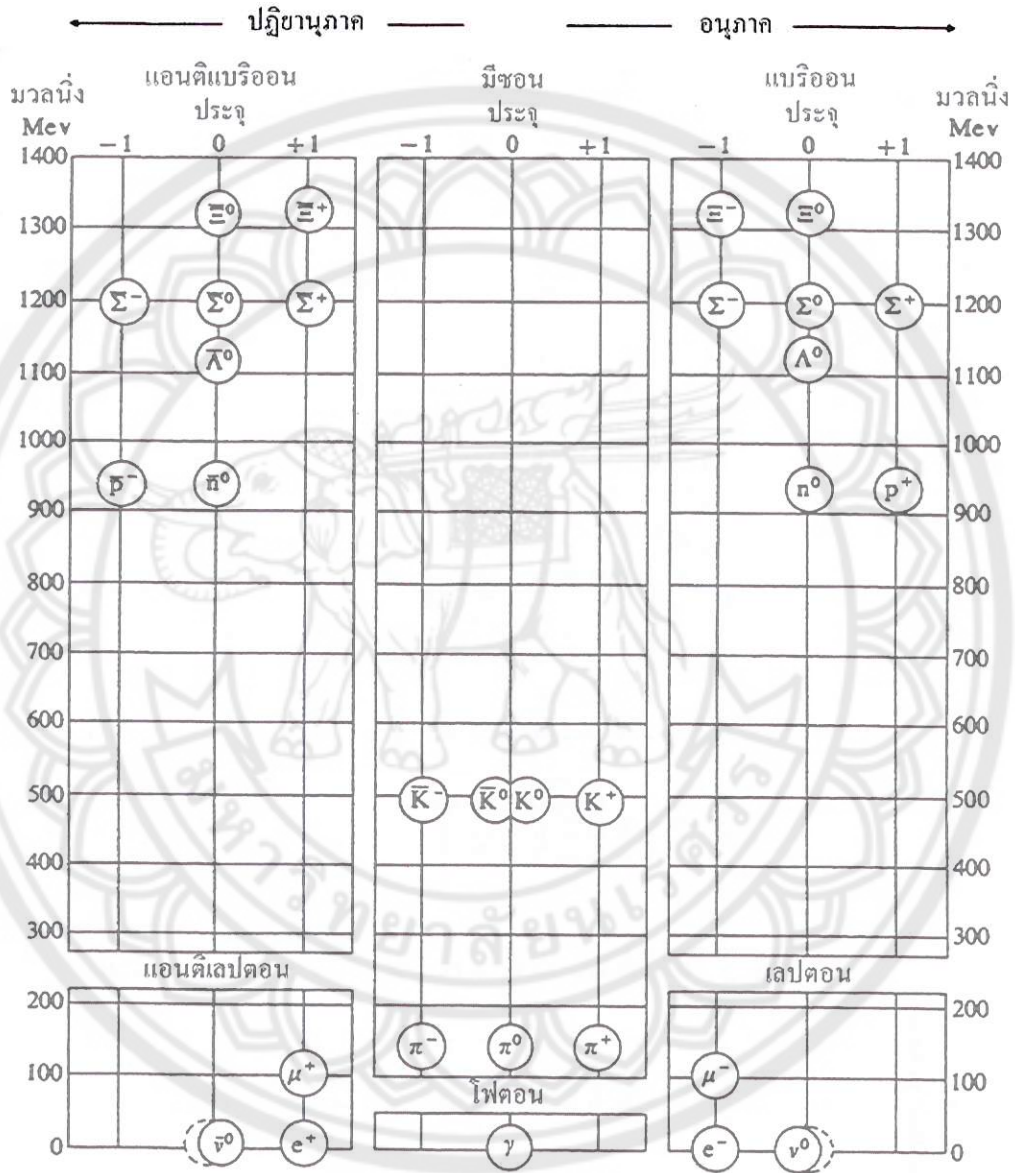
ในตาราง 1.2 แสดงรายการของอนุภาคมูลฐาน 32 ชนิด ที่รู้จักกันใน ค.ศ. 1957 ที่เราเรียกว่าอนุภาคมูลฐานรุ่นเก่า ทั้งหมดมีทั้งการทำนายทางทฤษฎีและการทดลองยืนยันมาก่อน ค.ศ. 1957 เว้นแต่ ν_μ และ $\bar{\nu}_\mu$ อนุภาคที่อยู่ในตารางส่วนใหญ่ ตอนแรก ๆ ก็สังเกตเห็นในรังสีคอสมิก แต่ต่อมาก็สามารถผลิตขึ้นในห้องปฏิบัติการได้ อนุภาคเกือบทั้งหมดในตาราง มีปฏิยานุภาคของมัน ยกเว้นสองสามอนุภาคที่เป็นปฏิยานุภาคของตัวเอง และทุกอนุภาคเมื่อพบกับปฏิยานุภาคของมันก็จะเกิดการประลัย (annihilation) ขึ้น

อนุภาคทั้ง 32 ชนิด ถูกจัดแบ่งออกเป็น 4 กลุ่ม เพื่อความสะดวก คือ

1) แบริออนและแอนติแบริออน (Baryon and antibaryon)

อนุภาคเหล่านี้มีมวลนิ่งเท่ากับหรือมากกว่ามวลนิ่งของโปรตอน กล่าวคือมากกว่า 938 Mev มีทั้งหมด 8 แบริออน คือ โปรตอน (p^+), นิวตรอน (n^0), แลมบ์ดา (Λ^0), ซิกมาบวก (Σ^+), ซิกมาศูนย์ (Σ^0), ซิกมาลบ (Σ^-), ไซซูนซ์ (Ξ^0), และ ไซลบ (Ξ^-) แต่ละแบริออนมีปฏิยานุภาคของมัน เรียกว่าแอนติแบริออน (antibaryon) ดังนั้นก็จะมี 8 แอนติแบริออน ดังแสดงในตาราง 1.2 และ 1.3 (ปฏิยานุภาคจะมีเครื่องหมายบาร์ (bar) อยู่เหนือสัญลักษณ์) ในตาราง 1.3

ตาราง 1.2 อนุภาคมูลฐาน 32 ชนิด ใน ค.ศ. 1957 (ดัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 485)



ได้แสดงลักษณะเฉพาะของอนุภาคไว้ด้วย ได้แก่อายุเฉลี่ย และผลผลิตของการสลาย ส่วนใหญ่ของอนุภาคพวกนี้ไม่เสถียร

2) มีซอน (Meson)

มีซอนมี 7 มีซอน มีซอนเหล่านี้เบากว่าแบรีออนตัวที่เบาสุด แต่หนักกว่าเลปตอนตัวที่

ตาราง 1.3 สมบัติของอนุภาคมูลฐาน 32 ชนิด ใน ค.ศ. 1957 (คัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 487)

ชื่อ	สถานะอนุภาค	สถานะปฏิยานุภาค	มวลนิ่งอนุภาค Mev	สปิน	อายุเฉลี่ย sec.	ผลิตภัณฑ์ของการสลาย
แบรีออน	Ξ^-	Ξ^+	1318.4	$\frac{1}{2}$	1.3×10^{-10}	$\Lambda^0 + \pi^-$
	Ξ^0	Ξ^0	1311	$\frac{1}{2}$	1.5×10^{-10}	$p + \pi^0, n + \pi^+$
	Σ^-	Σ^+	1196	$\frac{1}{2}$	1.5×10^{-10}	$n + \pi^-$
	Σ^0	Σ^0	1191.5	$\frac{1}{2}$	$< 0.1 \times 10^{-10}$	$\Lambda^0 + \gamma$
	Σ^+	Σ^-	1189.4	$\frac{1}{2}$	0.8×10^{-10}	$p + \pi^-, n + \pi^0$
	Λ^0	Λ^0	1115.4	$\frac{1}{2}$	2.5×10^{-10}	$p + e^- + \bar{\nu}_e$
	n^0	\bar{n}^0	939.5	$\frac{1}{2}$	932 ± 14	
	p	\bar{p}	938.2	$\frac{1}{2}$	เสถียร	
	K^0	\bar{K}^0	497.8	0	6×10^{-8} , 1×10^{-8}	
	K^+	\bar{K}^-	494	0	1.2×10^{-8}	
มีซอน	K_1^0	K_1^0		0		$\mu^+ + \nu, \pi^+ + \pi^0, \pi^+ + \pi^+ + \pi^-, \pi^+ + \pi^0 + \pi^0, \mu^+ + \gamma + \pi^0, e^+ + \nu + \pi^0$
	K_2^0	K_2^0		0		$\pi^+ + \pi^-, \pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \pi^+ + \pi^+ + e^- + \bar{\nu}, \pi^- + e^+ + \nu, \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}$
	π^+	π^-	139.6	0	2.6×10^{-8}	$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0, \mu^+ + \nu + \pi^0, e^+ + \nu + \pi^0$
	π^0	π^0	135	0	2.3×10^{-16}	$\pi^+ + \pi^-, \pi^0 + \pi^0, \pi^+ + \pi^+ + e^- + \bar{\nu}, \pi^- + e^+ + \nu, \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}$
เลปตอน	e^-	e^+	0.51	$\frac{1}{2}$	เสถียร	$\mu^+ + \nu, \pi^+ + \pi^0, \pi^+ + \pi^+ + \pi^-, \pi^+ + \pi^0 + \pi^0, \mu^+ + \gamma + \pi^0, e^+ + \nu + \pi^0$
	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	$\frac{1}{2}$	เสถียร	$\pi^- + \mu^+ + \nu, \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}$
	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	เสถียร	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \mu^+ + \nu_\mu$
โฟตอน	γ	γ	0	1	เสถียร	$\gamma + \gamma$ $e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e$

หนักสุด กล่าวคือมีมวลหนึ่งอยู่ระหว่าง ~ 130 Mev และ ~ 500 Mev สามมีซอนเรียกว่าไพ-มีซอน (pi-meson) (π^+ , π^0 , π^-) และอีกสี่มีซอนเรียกว่าเค-มีซอน (K-meson) (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0) ในตาราง 1.3 แสดงอายุเฉลี่ยของมันด้วย อนุภาคพวกนี้ไม่เสถียร

3) เลปตอน (Meson)

เลปตอนมี 8 เลปตอน ทั้งหมดมีมวลหนึ่งน้อยกว่าพวกมีซอน กล่าวคืออยู่ระหว่าง ~ 130 Mev และ ~ 0 Mev โดยมี 4 เลปตอน ได้แก่อิเล็กตรอน (e^-), มิวมีซอนลบ (μ^-), และ นิวทริโนของมันคือนิวทริโนของอิเล็กตรอน (ν_e^0) และของมิวมีซอน (ν_μ^0) และอีก 4 ปฏิยานุภาคของมัน หรือเรียกว่าแอนติเลปตอน คือ e^+ , μ^+ , $\bar{\nu}_e^0$ และ $\bar{\nu}_\mu^0$ ตามลำดับ ในตาราง 1.3 แสดงรายการและลักษณะเฉพาะของมัน

4) โฟตอน (Photon)

โฟตอนเป็นควอนตัม (หรือก้อน) ของรังสีแม่เหล็กไฟฟ้า โฟตอนอยู่อย่างโดดเดี่ยวในกลุ่มที่มีแต่ตัวมันเอง และเป็นปฏิยานุภาคของตัวเองด้วย

การจัดแบ่งออกเป็นสี่กลุ่มนี้ ดูเหมือนเป็นการจัดแบ่งแบบลวก ๆ แต่ความจริงแล้วไม่ แต่เป็นการจัดแบ่งโดยใช้ชนิดแรงที่อนุภาคทำอันตรกิริยาต่อกัน (หรือทำอันตรกิริยากับอนุภาคชนิดอื่น) มาเป็นฐานหลักการแบ่ง ต่อไปเราจะอภิปรายถึงพฤติกรรมและเงื่อนไขทางการทดลอง ที่นำไปสู่การค้นพบอนุภาคเหล่านี้ โดยไม่ได้เน้นตามลำดับเหตุการณ์ เนื่องจากการในการทำนายทางทฤษฎีกับการค้นพบทางการทดลองทอดเวลาห่างกัน

i) อิเล็กตรอน, โปรตอน, นิวตรอน, และโฟตอน (Electron, proton, neutron, and photon) (e^- , p^+ , n , γ)

อนุภาคเหล่านี้พบใน 30 ปีแรกของศตวรรษที่ 19 อิเล็กตรอน (ค้นพบโดย เจ. เจ ทอมสัน ใน ค.ศ. 1897) มีมวลหนึ่ง 0.51 Mev, มีประจุลบหนึ่งหน่วย, และมีสปิน $\frac{1}{2}$ หน่วย โปรตอน (ค้นพบโดย เออร์เนสต์ รัทเทอร์ฟอร์ด ใน ค.ศ. 1919) มีมวลหนึ่ง 1836 เท่าของอิเล็กตรอน, มีประจุบวกหนึ่งหน่วย, และมีสปิน $\frac{1}{2}$ หน่วย นิวตรอน (ค้นพบโดย แซดวิก ใน ค.ศ. 1932 และนำไปสู่การสร้างแบบจำลองนิวตรอน-โปรตอน) มีมวลหนึ่งเบากว่ามวลหนึ่งของโปรตอนเล็กน้อย (น้อยกว่า

14 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

ไป 1.5 Mev), ไม่มีประจุ, และมีสปิน $\frac{1}{2}$ หน่วย ถึงแม้นิวตรอนจะมีประจุสุทธิเป็นศูนย์ แต่มันมีโมเมนต์แม่เหล็ก (magnetic moment) เป็นลบ ซึ่งจะเป็นไปได้ก็ต่อเมื่อนิวตรอนมีโครงสร้างย่อยที่มีประจุ (อยู่อย่างมีทิศทาง) เท่านั้น และความจริงที่ได้จากการทดลองก็ยืนยันว่าทั้งโปรตอนและนิวตรอน มีโครงสร้างย่อยที่มีประจุ (อยู่อย่างมีทิศทาง) การพิจารณาโครงสร้างย่อยของอนุภาคนำพาไปสู่การทำนายและการค้นพบอนุภาคใหม่ ๆ

อิเล็กตรอน และโปรตอนเป็นอนุภาคเสถียร แต่นิวตรอนจะเสถียรต่อเมื่อถูกยึดอยู่ในนิวเคลียสเท่านั้น ถ้าเป็นอนุภาคอิสระจะไม่เสถียร จะสลายไปเป็นโปรตอน (โดยมีครึ่งชีวิต 15.5 นาที) พร้อมกับคายอิเล็กตรอนและแอนตินิวทริโนออกมา ดังต่อไปนี้



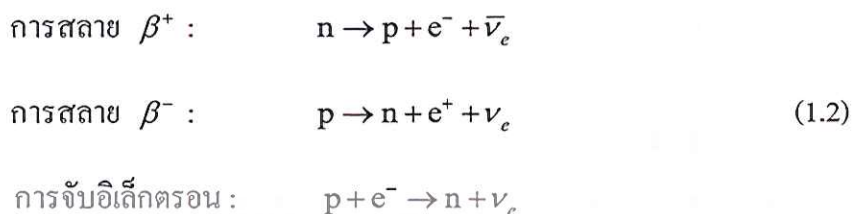
ใน ค.ศ. 1904 ไรน์สไตน์ได้แสดงให้เห็นการมีอยู่จริงของโฟตอน (เป็นควอนตัมของรังสีแม่เหล็กไฟฟ้า) ซึ่งมีมวลนิ่งเป็นศูนย์ มีสปิน 1 หน่วย และเป็นปฏิยานุภาคในตัวเอง

ii) โพซิตรอน (Positron) (e^+)

โพซิตรอนถูกทำนายทางทฤษฎีโดยดิแรก (Dirac) และถูกค้นพบทางการทดลองโดยแอนเดอร์สัน (Anderson) ใน ค.ศ. 1932 โดยการสังเกตจากภาพถ่ายของคู่อิเล็กตรอน-โพซิตรอนที่เกิดในห้องหมอก (cloud chamber) โพซิตรอนมีมวลและสปินเหมือนกับอิเล็กตรอน ยกเว้นแต่มีประจุบวกหนึ่งหน่วย ถ้าไม่มีอิเล็กตรอนอยู่ด้วย โพซิตรอนก็จะเสถียร แต่ถ้ามีอิเล็กตรอนอยู่ด้วยก็จะเกิดประลัย หายไปเป็นโฟตอนพลังงาน 0.51 Mev ดังนั้นโพซิตรอนจึงเป็นปฏิยานุภาคของอิเล็กตรอน

iii) นิวทริโนและแอนตินิวทริโนที่สมพันธ์กับอิเล็กตรอน (Neutrino and antineutrino associated with the electron) ($\nu, \bar{\nu}_e$)

ใน ค.ศ. 1930 โวล์ฟกัง เพาลี (Wolfgang Pauli) ได้แนะนำอนุภาคเหล่านี้ขึ้นมา เพื่ออธิบายการอนุรักษ์ (conservation) ของโมเมนตัมเชิงเส้น, โมเมนตัมเชิงมุม, และพลังงานในการสลายบีตา และใน ค.ศ. 1934 เอนริโก เฟอร์มิ (Enrico Fermi) ก็ได้ใช้อนุภาคเหล่านี้ไปพัฒนาทฤษฎีของการสลายบีตาจนเป็นที่น่าพอใจ โดยให้อนุภาคเหล่านี้มีส่วนร่วมอยู่ในการสลายบีตา ดังสมการต่อไปนี้



ทั้งนิวทริโนและแอนตินิวทริโน มีมวลนิ่งเป็นศูนย์, ไม่มีประจุ, และมีสปิน $\frac{1}{2}$ หน่วย นิวทริโนเป็นอนุภาคแอนตินิวทริโนเป็นปฏิยานุภาคของมัน ถึงแม้ว่าสัจพจน์ได้ตั้งไว้ตั้งแต่ ค.ศ. 1930 แต่การยืนยันว่าอนุภาคทั้งสองนี้มีอยู่จริงได้ทำขึ้นเพียงใน ค.ศ. 1957 เท่านั้น โดยการทดลองของเฟรดริค รีนส์ (Frederick Reines), และไคลดี โควาน (Clyde Cowan) ปฏิกริยาที่พวกเขาใช้สังเกตเป็นปฏิกริยาย้อนกลับการสลายนิวตรอน :



โดยใช้ลำของอนุภาค $\bar{\nu}_e$ ที่ได้จากเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์กำลังสูง ระดมยิงไปยังถังขนาดใหญ่ที่บรรจุน้ำที่มี CdCl_2 ละลายอยู่ จำนวน 5 ถึง 6 Cd จะดูดกลืนนิวทริโนและปล่อยรังสีแกมมาออกมาเมื่อพวกเขาพบว่ามีนิวตรอนและโพซิตรอนถูกปล่อยออกมาพร้อมกันในอัตรา 2.28 ± 0.22 อนุภาคต่อชั่วโมง เขาก็แน่ใจว่าเป็นสิ่งยืนยันการมีอยู่จริงของแอนตินิวทริโน

iv) มิวมีซอน (μ^+ , μ^-), นิวทริโน (ν_μ), และแอนตินิวทริโน ($\bar{\nu}_\mu$) ที่สมนัยกับมีซอน (Mu meson (μ^+ , μ^-), neutrino (ν_μ), and antineutrino ($\bar{\nu}_\mu$) associated with mesons)

ใน ค.ศ. 1935 ฮิเดกิ ยูกะวะ (Hideki Yukawa) ได้ใช้ข้อเสนอแนะของไฮเซนแบร์ก (Heisenberg) มาตั้งสัจพจน์ขึ้นว่า แรงนิวเคลียร์ระหว่างสองนิวคลีออน เกิดเนื่องมาจากการแลกเปลี่ยนอนุภาคใหม่ชนิดหนึ่ง ซึ่งเรียกว่ามีซอน (คล้ายกับแรงแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดจากการแลกเปลี่ยนโฟตอนระหว่างอนุภาคมีประจุ) มวลของมีซอนจากการคำนวณมีค่าประมาณ $270 m_e$ หมายเหตุ : ยูกะวะต้องการค่ามวลที่มีความแม่นยำของอนุภาคที่ถูกแลกเปลี่ยน เพื่อนำไปอธิบายค่าพิสัย (range) ที่มีความแม่นยำของแรงนิวเคลียร์ พอเนวคิคของยูกะวะถูกเปิดออกมา นักฟิสิกส์เชิงทดลอง ก็เริ่มค้นหามีซอนกันอย่างจริงจัง

กระทั่งปลาย ค.ศ. 1940s แหล่งกำเนิดรังสีจำพวกอนุภาคพลังงานสูงที่ใช้มีแต่รังสีคอสมิกแต่เพียงอย่างเดียว รังสีคอสมิกมีสองส่วนประกอบที่เรียกว่าองค์ประกอบพวกอ่อน (soft component) ซึ่งประกอบด้วยห่าฝน (shower) ของอิเล็กตรอน-โพซิตรอน และองค์ประกอบพวกแข็ง (hard component) ซึ่งประกอบด้วยมีซอน และอนุภาคอื่นๆ นักฟิสิกส์ได้เริ่มต้นศึกษารังสี

16 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

คอสมิกด้วยวิธีการต่าง ๆ ใน ค.ศ. 1937 เอส. เนดเดอร์มีเยอร์ (S. Neddermeyer) และ ซี. แอนเดอร์สัน (C. Anderson) แห่งสถาบันเทคโนโลยีแคลิฟอร์เนีย (California Institute of Technology) ได้ใช้นิวเคลียร์อิมัลชัน (nuclear emulsion) ในการตรวจจับเพื่อศึกษาหาอนุภาคในรังสีคอสมิก ส่วน เจ. สตรีท (J. Street) และ อี. สตีเวนสัน (E. Stevenson) ที่ฮาร์วาร์ด (Harvard) ได้ใช้ห้องหมอกในการตรวจจับ นักวิทยาศาสตร์ได้สังเกตเห็นอนุภาคที่ทำให้เกิดไอออนได้น้อยกว่าโปรตอน และการสูญเสียพลังงานน้อยกว่าอิเล็กตรอนพลังงานสูง จากผลดังกล่าว พวกเขาสรุปว่าอนุภาคนั้นต้องมีประจุที่เป็นไปได้ทั้งบวกหนึ่งหน่วย หรือลบหนึ่งหน่วย และมีมวลราว $207 m_e$ อยู่ระหว่างมวลของโปรตอนและนิวตรอน ซึ่งเดิมที่พวกเขาเรียกอนุภาคเหล่านี้ว่ามีซอน แต่เมื่อมีการค้นพบมีซอนอื่น [ไพมีซอน (π meson)] อีก เขาก็เรียกอนุภาคเหล่านี้ว่ามีมิซอน (μ meson) หรือมิวออน (muon) [มิวมีซอน (ซึ่งมีมวล $207 m_e$ เปรียบเทียบกับไพมีซอน ซึ่งมีมวล $270 m_e$) ถูกเข้าใจผิดมาตลอดว่าเป็นอนุภาคที่ถูกแลกเปลี่ยนระหว่างสองนิวคลีออนที่เป็นผลให้เกิดแรงนิวเคลียร์ตามการทำนายของยูกะวะ จวบจนกระทั่งมีการค้นพบไพมีซอนใน ค.ศ. 1947, แต่ μ^- มีซอน ไม่มีอันตรกิริยาอย่างแรงกับนิวคลีออน ขณะที่ π^- มีซอน มี] มิวมีซอนมีสองชนิดคือ μ^+ และ μ^-

มิวมีซอนเป็นอนุภาคไม่เสถียร จะสลายไปด้วยอายุเฉลี่ย 2.2×10^{-6} s อนุภาคหนึ่งที่เป็นผลผลิต ของการสลายมิวมีซอนก็คืออิเล็กตรอน พลังงานของอิเล็กตรอนที่เป็นผลผลิตจะมีพลังงานในช่วง 9 ถึง 55 Mev การสลายมิวออนเป็นกระบวนการสามวัตถุอันหนึ่งเหมือนกับการสลายอนุภาคบีตา ปฏิกริยาการสลายมิวออนจะเป็นดังนี้

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

หมายเหตุในที่นี้ด้วยว่านิวทริโน ν_{μ} และแอนตินิวทริโน $\bar{\nu}_e$ เป็นนิวทริโนคนละประเภทกัน ซึ่งแบ่งตามชนิดของมีซอน โดยตัวหนึ่งอยู่ในประเภท ($\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}$) อีกตัวหนึ่งอยู่ในประเภท ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) ถ้าหากนิวทริโนและแอนตินิวทริโนในสมการ 1.4 อยู่ในประเภทเดียวกัน มันก็จะเกิดการประลัยและหายไปกลายเป็นรังสีแกมมาถูกผลิตออกมา ดังสมการ

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + (\bar{\nu} + \nu) \xrightarrow{?} e^{-} + \gamma \quad (1.5)$$

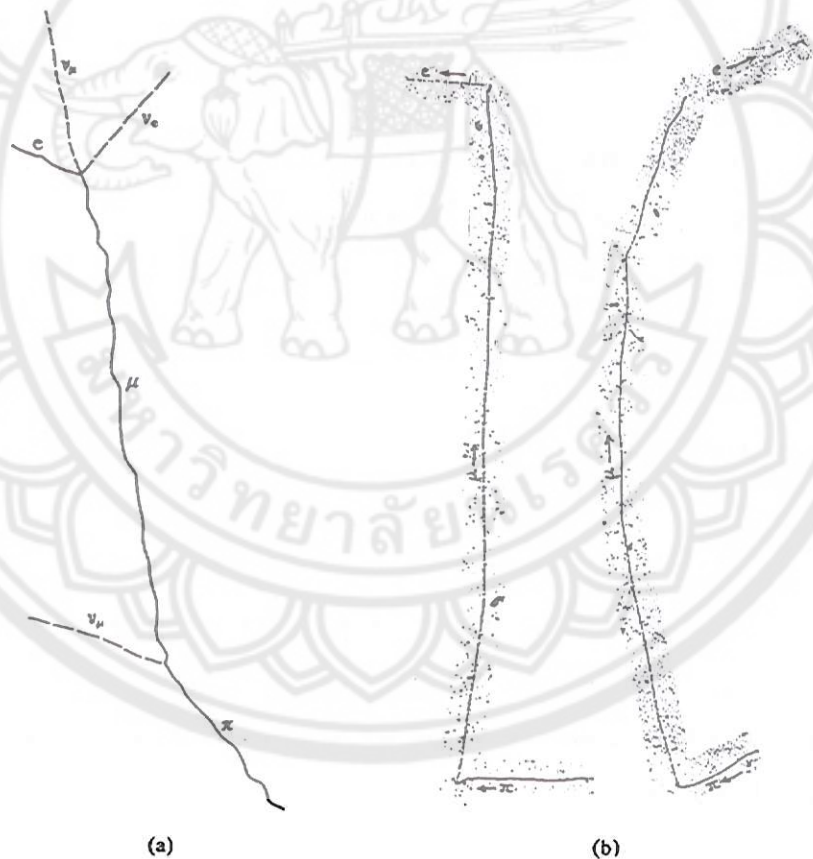
ในความเป็นจริง ยังไม่ได้เคยมีการยืนยันจากการทดลองว่ามีการประลัยนี้เกิดขึ้น มวลของ ν_{μ} และ $\bar{\nu}_{\mu}$ เกือบเป็นศูนย์

มิวมีซอน (μ^+ และ μ^-), อิเล็กตรอนและโพสิตรอน (e^- และ e^+), นิวทริโนและแอนตินิวทริโนที่คู่กับอิเล็กตรอนและโพสิตรอน ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu}$ และ $\bar{\nu}_{\mu}$) แต่ละอนุภาคมีสปิน $\frac{1}{2}$ หน่วย ทั้ง 8 อนุภาคนี้เรียกว่าเลปตอน และระบบของอนุภาคพวกนี้จะกล่าวอยู่ในสถิติของเฟอร์มิ

ดิแรก (Fermi-Dirac Statistics)

v) ไพมีซอน (Pi mesons) (π^+ , π^- , π^0)

ใน ค.ศ. 1947 ซี. แลตทิส (C. Lattes), จี. ออกเคียลินี (C. Occhialini), และซี. เพาเวลล์ (C. Powell) ได้นำแผ่นนิวเคลียร์อิมัลชันไปปรับรังสีคอสมิกที่ระยะความสูงมาก และสังเกตรอยของอนุภาคบนแผ่นนิวเคลียร์อิมัลชัน เห็นเป็นดังรูป 1.2 รูป (a) เป็นเส้นแสดงแบบการสลายที่วาดขึ้น รูป (b) เป็นภาพถ่ายรอยจริงที่ปรากฏอยู่บนแผ่นนิวเคลียร์อิมัลชัน จากการสังเกตอัตราการเพิ่มความหนาแน่นของเม็ดเงินในแผ่นอิมัลชัน จะเห็นได้ชัดว่าส่วนแรกของรอยเกิดจากอนุภาคมีประจุ



รูป 1.2 ลำดับของการสลายไพออน-มิวออน-อิเล็กตรอน (π - μ - e) หลังจากไพออนบวกเข้ามาหยุดนิ่งแล้ว ก็สลายไปเป็นมิวออนบวกและนิวทริโน, หลังจากไพออนมาหยุดนิ่ง ก็สลายไปเป็นอิเล็กตรอนและสองนิวทริโน (a) แผนภาพการสลาย, (b) ภาพถ่ายรอยของอนุภาค (จาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 490)

18 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

ที่มีมวลมากกว่าอิเล็กตรอนหลายร้อยเท่า อนุภาคนี้อาจสลายไปเป็นอนุภาคอื่นที่มีมวลหลายร้อยเท่าของมวลอิเล็กตรอนเช่นเดียวกัน และอนุภาคนี้อาจทำให้เกิดรอยส่วนที่สองก่อนที่จะสลายไปเป็นอิเล็กตรอน (ดูรูป 1.2) พวกเขาสรุปว่าอนุภาคแรกเป็นมีซอน “หนัก” (“heavy” meson) ส่วนอนุภาคที่สองเป็นมีซอน “เบา” (“light” meson) เกิดจากการสลายของอนุภาคแรก พวกเขาขี้ยืนยันอีกว่ามีซอนเบาคือมีมิซอนที่เคยอภิปรายมาข้างต้น ส่วนมีซอนหนักคือไพมีซอน (pi meson) หรือไพออน (pion) มีมวลที่หามาได้ $\sim 270 m_e$ และไพมีซอนตัวนี้ก็คืออนุภาคที่ถูกแลกเปลี่ยนอยู่ระหว่างนิวคลีออนตามสัจพจน์ของยูกะวะ ที่ตั้งขึ้นใน ค.ศ. 1935 เพื่ออธิบายการเกิดแรงนิวเคลียร์นั่นเอง

ไพมีซอนมีทั้งไพออนประจุบวก π^+ , ไพออนประจุลบ π^- , และไพออนเป็นกลาง π^0 มวลของ π^+ และ π^- คือ $273.7 m_e$ และมวลของ π^0 คือ $265 m_e$ ไพออนทั้งหมดมีสปินเป็นศูนย์ อายุเฉลี่ยของ π^+ และ π^- คือ 2.6×10^{-8} s ส่วนของ π^0 คือ 2.3×10^{-16} s มีซอน π^+ และ π^- จะสลายเป็น μ^+ และ μ^- ตามลำดับ แต่ไม่เคยสลายจากตัวมันเองไปเป็นอิเล็กตรอนโดยตรง ด้วยเหตุที่ว่าจะไม่มีโฟตอนถูกปล่อยออกมาจากการสลายของ π^+ และ π^- ดังนั้นตามกฎการอนุรักษ์ของโมเมนตัมจึงต้องมีอนุภาคอื่นถูกปล่อยออกมาแทน และอนุภาคที่ถูกปล่อยออกมานี้คือ ν_μ และ $\bar{\nu}_\mu$ ด้วยเหตุนี้กระบวนการสลายของ π^+ และ π^- จะเป็น

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.6)$$

ขณะที่การสลายของ μ^+ และ μ^- จะเป็น

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.7)$$

ไพออนลบและมิวออนถูกจับยึดได้ง่ายโดยสสาร ทำให้เกิดเป็นอะตอมมีซอน (mesonic atom) ขึ้นมา ซึ่งก็จะสลายไปในเวลาสั้น ๆ พลังงานที่ถูกปล่อยออกมาจากการจับยึด เมื่อมันหยุดในแผ่นนิวเคลียร์อัมัลชัน จะทำให้เกิดรอยแบบดาว (star) ขึ้นในแผ่นนิวเคลียร์อัมัลชัน สำหรับไพออนเป็นกลาง สลายไปเป็นสองแกมมา

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.8)$$

ใน ค.ศ. 1950 สเตลลาร์ (Stellar), สไตน์เบอร์เกอร์ (Steinberger), และพานอฟสกี (Panofsky) ที่มหาวิทยาลัยแคลิฟอร์เนีย ในเบิร์กลีย์ ได้ผลิตไพออนโดยการระดมยิงลำรังสีเอกซ์ 330 Mev ที่ได้จากเครื่องซินโครตรอนไปยังเป้าไฮโดรเจนและเบริลเลียม พวกเขาพบว่าบางปฏิกิริยาที่ผลิตไพออนมีประจุ คือ

$$h\nu + p \rightarrow \pi^0 + p$$

$$h\nu + p \rightarrow \pi^+ + n \quad (1.9)$$

$$h\nu + n \rightarrow \pi^- + p$$

อนุภาคสเตรนจ์ (Strange Particles) หรืออนุภาคแปลก

ใน ค.ศ. 1947 จี. โรเชสเตอร์ (G. Rochester) และจี. บัตเลอร์ (G. Butler) สมาชิกของกลุ่มศึกษารังสีคอสมิก ที่มหาวิทยาลัยแมนเชสเตอร์ (University of Manchester) ในประเทศอังกฤษ ได้ตรวจจับอนุภาคที่มีสมบัติน่าฉงนได้ โดยคัดเลือกเอาออกมาจากห่าฝน (shower) ของอนุภาคที่เกิดขึ้นเมื่อรังสีคอสมิกผ่านแผ่นตะกั่วที่วางอยู่ในห้องหมอก ซึ่งอนุภาคนี้มีลักษณะแปลก คือก่อให้เกิดสองง่าม หรือรูปตัว V ขึ้นในห้องหมอก พวกเขาจึงเรียกอนุภาคนี้ว่าอนุภาควี (V-particle)

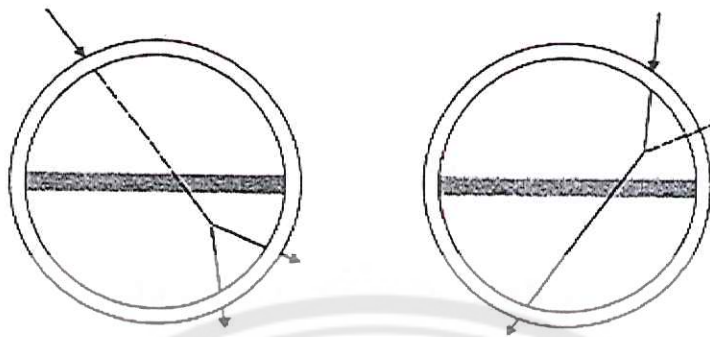
ในรูป 1.3 เป็นภาพถ่ายรอยของอนุภาคสองอนุภาคที่ว่านั้น ภาพแรกบ่งบอกลักษณะว่าอนุภาคเป็นกลางไม่ทิ้งรอยไว้ในห้องหมอก จนกระทั่งสลายไปเป็นสองอนุภาคมีประจุ จึงจะมีรอยปรากฏให้เห็น เรียกอนุภาคเป็นกลางนี้ว่า อนุภาคแลมบ์ดา (Λ) และพบว่ามันสลายไปเป็นโปรตอนและไพมีซอน ตามสมการ

$$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^- \quad (1.10)$$

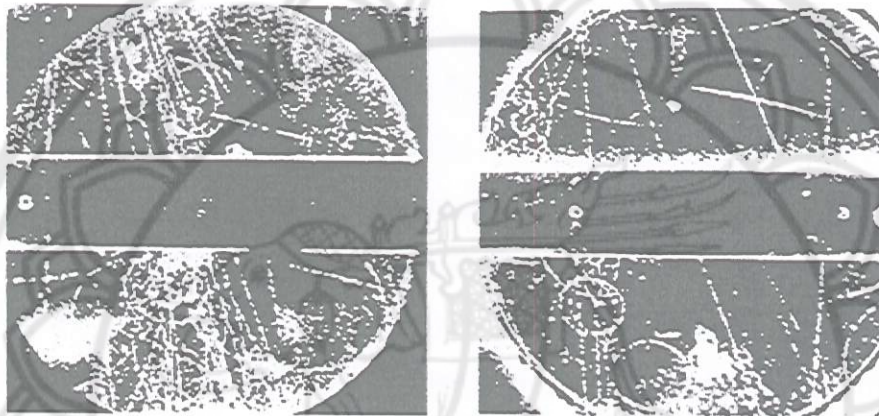
ในภาพที่สองของรูป 1.3 บ่งบอกลักษณะว่า อนุภาคที่เราไม่รู้จักสลายไปเป็นอนุภาคอื่นคืออนุภาคมีประจุ บวกกับอนุภาคที่เป็นกลาง

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (1.11)$$

นอกเหนือจากนี้ การค้นหาอนุภาคของนักวิทยาศาสตร์ทั่วโลกนำไปสู่การค้นพบอนุภาคใหม่ ๆ จำนวนมาก อนุภาคเหล่านี้ถูกแบ่งออกเป็นสองกลุ่ม โดยใช้มวลเป็นฐานหลักของการแบ่งคือ (1) ไฮเพอรอน (hyperon) เป็นอนุภาคที่มีมวลมากกว่ามวลของโปรตอน อนุภาคในกลุ่มนี้คือแลมบ์ดา (Λ^0), ซิกมา (Σ^+ , Σ^- และ Σ^0), ไซลบและไซเป็นกลาง (Ξ^-, Ξ^0), และปฏิยานุภาคของอนุภาคเหล่านี้ทั้งหมด ซึ่งเรียกว่า แอนติไฮเพอรอน (antihyperon) (2) มีซอนหนัก (heavy meson) เป็นอนุภาคที่หนักกว่าไพมีซอน และเบากว่าโปรตอน เรียกอนุภาคพวกนี้ว่า เค-มีซอน (K-meson) อนุภาคในกลุ่มนี้มี K^+ , K^- , K^0 และ \bar{K}^0 แต่ก่อนที่จะกล่าวถึงการค้นพบและสมบัติของอนุภาคเหล่านี้ เราจะขออธิบายก่อนว่าทำไมจึงเรียกอนุภาคเหล่านี้ว่า อนุภาคแปลก



(a)



(b)

รูป 1.3 (a) แผนภาพการสลายของอนุภาคแลมบ์ดา $\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$ และอนุภาคซิกมา $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$, (b) ภาพถ่ายจากห้องหมอก (จาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 492)

หรือ อนุภาคสเตรนจ์ (strange particles)

อนุภาคที่ค้นพบใหม่เหล่านี้ เวลาในการสลาย (decay time) ของมันมีสมบัติที่แปลก กล่าวคือ ตามการคาดหมายบนฐานหลักทางทฤษฎี อนุภาคเหล่านี้ซึ่งถูกสร้างขึ้นโดยแรงนิวเคลียร์ [เรียกว่าอันตรกิริยาอย่างแรง (strong interaction)] จะมีสเกลของเวลาในการสลาย $\sim 10^{-23}$ s แต่ปรากฏว่าอนุภาคเหล่านี้มีช่วงชีวิตอยู่ในช่วง $\sim 10^{-8}$ ถึง $\sim 10^{-10}$ s ซึ่งเป็นสเกลของเวลาในการสลายของอนุภาคที่ถูกสร้างขึ้นโดยอันตรกิริยาอย่างอ่อน (weak interaction) [แรงซึ่งควบคุมการผลิตและการสลายของพวกเลปตอน] ดังนั้นจึงมีความขัดแย้งบังเกิดขึ้น กล่าวคืออนุภาคเหล่านี้ถูกผลิตขึ้นโดยอันตรกิริยาอย่างแรง แต่ตอนสลายเหมือนกับว่าพวกมันถูกผลิตโดยอันตรกิริยาอย่างอ่อน กล่าวคือมีอายุยืนยาวกว่าที่ควรจะเป็นถึง 100,000 พันล้านเท่า เราจึงเรียกอนุภาคเหล่านี้ว่า อนุภาคแปลก (strange) หรือประหลาด (queer) เพราะว่าตามหลักการย้อนกลับอนุภาคที่ถูกผลิต

โดยอันตรกิริยาอย่างแรงจะต้องสลายโดยอันตรกิริยาอย่างแรง

เอ. เพส (A. Pais) และคณะ ได้อธิบายปฏิกิริยารศน์ (paradox) หรือข้อขัดแย้งนี้ โดยนำแนวคิดแบบการผลิตเป็นหมู่ (associated production) มาอธิบาย พวกเขามีข้อสมมุติฐานว่า อนุภาคสเตรนจ์ (อนุภาคแปลก) ที่ถูกผลิตโดยอันตรกิริยาอย่างแรง จะถูกผลิตขึ้นมาในเวลาเดียวกันมากกว่าหนึ่งอนุภาค ดังนั้นคู่ของอนุภาค (K , แอนติ K), หรือ (แอนติ K , ไฮเพอรอน) หรือ (แอนติ K , แอนติไฮเพอรอน) จะต้องถูกผลิตออกมาด้วยกัน หลังจากถูกผลิตออกมาแล้ว โอกาสที่อนุภาคสเตรนจ์จะอยู่เคียงอยู่กับคู่อนุภาคของมันก่อนจะมีการสลายก็มีโอกาสน้อยมาก และแต่ละอนุภาคสเตรนจ์ที่ถูกผลิตขึ้นมาโดยอันตรกิริยาอย่างแรง ไม่มีพลังงานเพียงพอที่จะสลายโดยอันตรกิริยาอย่างแรง ดังนั้นแต่ละอนุภาคจึงเคลื่อนที่ออกจากกัน และสลายโดยอันตรกิริยาอย่างอ่อนในที่สุดซึ่งเป็นการอธิบายว่าทำไมอนุภาคสเตรนจ์จึงมีชั่วอายุยาวกว่าที่ควรจะเป็น

vi) K มีซอน (K meson) (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0)

K มีซอนชนิดมีประจุ ถูกสังเกตพบครั้งแรกใน ค.ศ. 1949 โดยซีซิล เพาเวลล์ (Cecil Powell) และเพื่อนร่วมงานของเขา ที่มหาวิทยาลัยบริสตอล ในประเทศอังกฤษ รูป 1.4 แสดงภาพถ่ายตัวอย่างของรอยอนุภาคที่ถ่ายจากแผ่นนิวเคลียร์อิมัลชัน K มีซอนมีประจุ สลายไปเป็นไพมีซอน ตามปฏิกิริยาต่อไปนี้

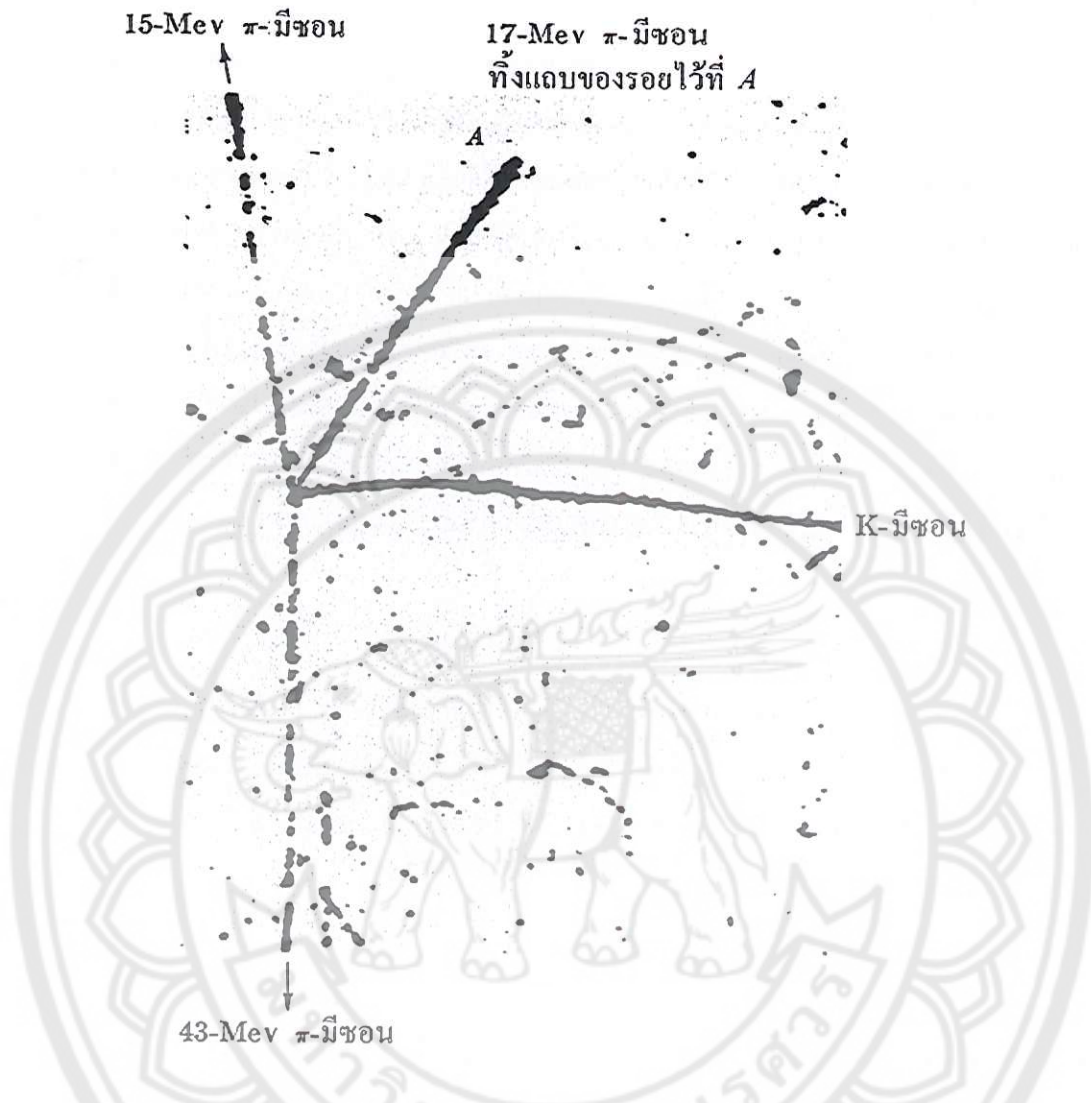


K^+ เรียกว่ามีซอน K บวก, K^- เรียกว่ามีซอน K ลบ มีมวล $\sim 964 m_e$ K มีซอน สลายได้หลายวิธี การสลายบางวิธีแสดงอยู่ในตาราง 1.3 ในตอนเริ่มต้น K^+ มีซอนถูกเรียกว่าเทามีซอน (τ meson) และ K^- มีซอนถูกเรียกว่าทีตามีซอน (θ meson) ตามความเป็นจริงแล้วการสลายของ K มีซอนมีสองวิธีคือ



สปีนของพวก K มีซอนมีประจุ เป็นศูนย์ เหมือนกับ K มีซอนพวกเป็นกลาง มีชั่วชีวิตเฉลี่ยเป็นอันดับของ 10^{-8} s

K มีซอนเป็นกลาง, K^0 , นำแปลกและน่าสนใจมาก กล่าวคือแอนติ K^0 มีซอน, ซึ่งเป็นคู่ของมันไม่เหมือนตัวมัน เหตุผลของความคลาดเคลื่อนนี้ถูกอธิบายโดย จี. โรเชสเตอร์ และ



รูป 1.4 การสลายของ K^- มีซอน แบบตัว τ ไปเป็นสามมีซอน (จาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 494)

จี. บัตเลอร์ ใน ค.ศ. 1947 ว่า ทั้ง K^0 และ \bar{K}^0 มีส่วนผสมของสองอนุภาคอื่น, K_1^0 และ K_2^0 , ที่แตกต่างกัน K_1^0 จะสลายด้วยชั่วชีวิต 1×10^{-10} s ส่วน K_2^0 สลายด้วยชั่วชีวิต 6.1×10^{-8} s ปริมาณการผสม ของ K_1^0 และ K_2^0 ถูกทำนายโดยเกลล์-มานน์ (Gell-Mann)

vii) ไฮเพอรอน: แลมบ์ดา (Λ), ซิกมา (Σ^+, Σ^-), และไซ (Ξ^0, Ξ^-) (Hyperon: lambda (Λ), sigma (Σ^+, Σ^-), และ xi (Ξ^0, Ξ^-))

อนุภาคเหล่านี้ ในตอนเริ่มต้นสังเกตในรังสีคอสมิก และถูกจำแนก ใน ค.ศ. 1956 ภายหลังจากที่ เมอเรียล เกลล์-มานน์ (Murray Gell-Mann) และคาซุฮิโกะ นิชิจิม่า (Kazuhiko Nishijima) ตั้งสมมุติฐานในทางทฤษฎีแยกกัน โดยอิสระ ไม่ขึ้นต่อกัน

ในตาราง 1.3 เป็นรายการสมบัติของอนุภาคเหล่านี้ หมายเหตุ: ไฮเพอรอนทุกตัวหนักกว่านิวคลีออน และไหลหนักสุด มีมวล $\sim 2585 m_e$ อนุภาคไฮ จะถูกเรียกว่าเป็น อนุภาคขยับ (cascaded particle) ด้วย เพราะต้องผ่านการสลายหลายครั้งก่อนที่จะเสถียร สปินของทุกไฮเพอรอนเป็น $\frac{1}{2}$ หน่วย และทุกไฮเพอรอนเป็นอนุภาคแปลก คือสลายโดยอันตรกิริยาอย่างอ่อน ยกเว้นแต่ Σ^0 ซึ่งสลายโดยอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า ตามปฏิกิริยา

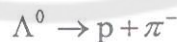


นักฟิสิกส์ประสบความสำเร็จในที่สุด ในการผลิตอนุภาคเหล่านี้จากห้องปฏิบัติการ โดยใช้เครื่องเร่งอนุภาคพลังงานสูง เริ่มต้นโดยการผลิตไฮเพอรอนร่วมกับ K มีซอน แต่ต่อมาเมื่อมีเครื่องเร่งที่สามารถเร่งอนุภาคให้มีพลังงานสูงมากขึ้นอีกมาใช้งาน ก็พบว่าพวกเขาสามารถผลิตคู่ไฮเพอรอนแทนคู่ไฮเพอรอน- K-มีซอน ขึ้นได้

อนุภาคแลมบ์ดา ถูกผลิตขึ้นเป็นครั้งแรกในห้องปฏิบัติการใน ค.ศ. 1953 โดยวิลเลียม ฟาวเลอร์ (William Fowler), ราล์ฟ ชัตต์ (Ralph Shutt), อแลน ทอร์นไดค์ (Alan Thorndike) ตามแนวทางปฏิกิริยา



ฟาวเลอร์และคณะได้ให้ลำของ 1.5-Bev ไพมีซอน เข้าไปในห้องหมอกที่บรรจุไฮโดรเจนที่ความดัน 18 atm Λ^0 ที่ถูกผลิตขึ้นและเดินทางไปได้ 0.66 cm ก่อนที่จะสลายไปเป็น π^- มีซอน และโปรตอน



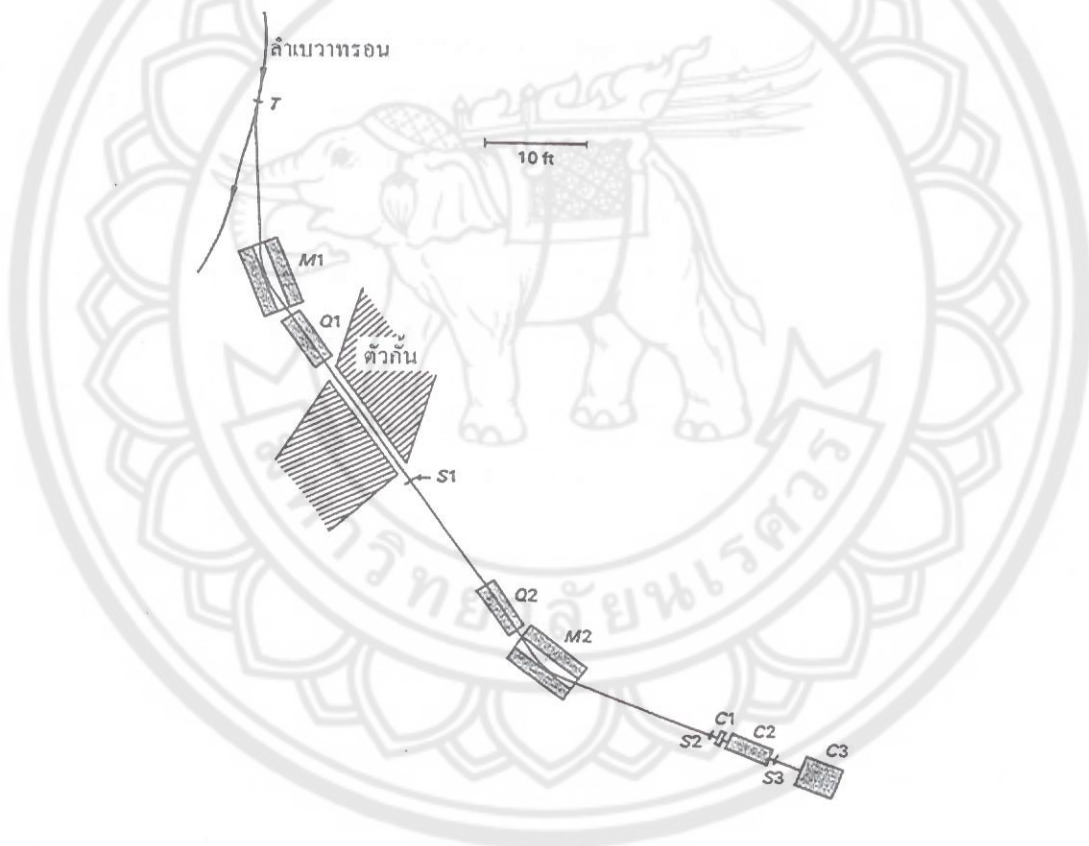
ทำนองเดียวกัน เมื่อพวกเขาเปลี่ยนมาใช้ลำของไพมีซอน พวกเขาก็สามารถผลิต Σ ขึ้นมาได้ ตามแนวทางของปฏิกิริยา



หมายเหตุ: Λ^0 แสดงให้เห็นแต่ประจุเป็นกลางเพียงอย่างเดียว ขณะที่ไฮเพอรอน มีประจุสองชนิดคือ บวกกับลบ

viii) แอนตินิวคลีออน : แอนติโปรตอน (\bar{p}) และแอนตินิวตรอน (\bar{n}) [Antinucleon : antiproton (\bar{p}) และ antineutron (\bar{n})]

พี. เอ็ม. เอ. ดิแรก (P. M. A. Dirac) เป็นผู้ทำนายทางทฤษฎีว่าอิเล็กตรอนมีปฏิยานุภาคของมัน (โพซิตรอน) และคาร์ล ดี. แอนเดอร์สัน ได้ทำการทดลองเพื่อสังเกตขึ้นใน ค.ศ. 1932 ดิแรกยังได้ตั้งข้อสมมุติฐานอีกว่าทุก ๆ อนุภาค มีปฏิยานุภาคของมัน ตามทฤษฎี ปฏิยานุภาคของโปรตอน(คือแอนติโปรตอน) จะต้องมีมวลเหมือนกับโปรตอน แต่มีประจุตรงข้าม, และมีสปินเหมือนกับโปรตอน แต่มีโมเมนต์แม่เหล็กมีทิศทางตรงข้าม, และมันจะต้องเกิดประลัยร่วมกับโปรตอนแอนติโปรตอนที่ถูกผลิตขึ้นเป็นสมาชิกหนึ่งอยู่ในคู่โปรตอน-แอนติโปรตอน

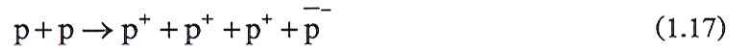


รูป 1.5 สเปกโตรกราฟมวล (mass spectrograph) ที่ใช้ระบบของแม่เหล็ก, ตัวตรวจจับการเปล่งแสงวับ, และตัวตรวจจับเชเรนโกฟ (ดัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 497)

การวิจัยแอนติโปรตอนทำกันมา 20 ปี และสิ้นสุดใน ค.ศ. 1955 โอ. แชมเบอร์เลนส์ (O. Chamberlain), อี. เซอเกรย์ (E. Segré), ซี. วีแกนค์ (C. Wiegand), ที. อิปซิแลนทิส (T. Ypsilantis)

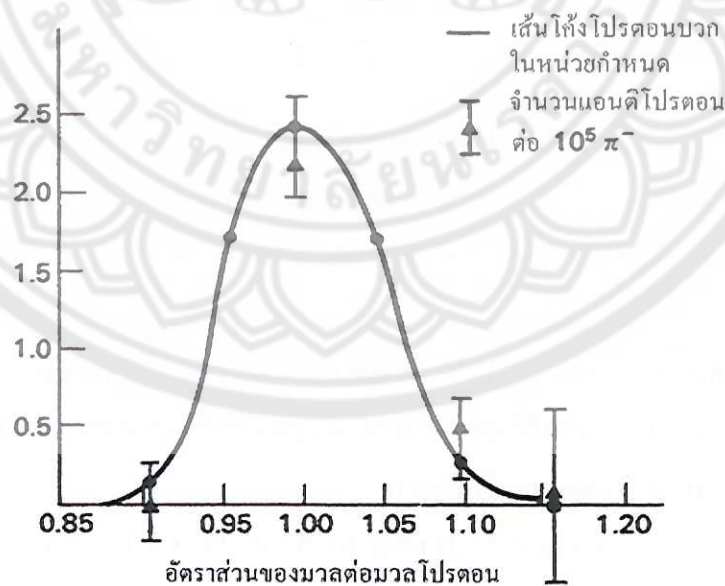
ได้ใช้ลำของโปรตรอน 6-Bev ที่ได้จากเครื่องเบวาตรอน (bevatron) ที่มหาวิทยาลัยแคลิฟอร์เนียร์ที่เบิร์กลีย์ ผลิตแอนติโปรตอนจากการชนโปรตรอน-โปรตรอน :

- 9 ส.ค. 2555



มีลักษณะสองประการที่ได้จากการผลิตแอนติโปรตอน คือ (1) แอนติโปรตอนในคู่ $p^+ + p^-$ จะต้องก่อรูปมาพร้อมกับนิวตรอนตัวใหม่, (2) ดูเหมือนว่าพลังงานที่ต้องการในการใช้ผลิตแอนติโปรตอนจะต้องเป็นสองเท่าของพลังงานมวลนิ่งของโปรตรอน $2 \times 938 = 1876$ Mev แต่ไม่ใช่ เพื่อให้อนุรักษัโมเมนตัม พลังงานจลนน้อยที่สุดที่ต้องการในตอนเริ่มต้น ~ 6 Bev

ในรูป 1.5 แสดงการจัดเครื่องมือทดลองเพื่อผลิตแอนติโปรตอนโดยแชนเบอร์เลนและคณะ เมื่อโปรตรอนชนกับโปรตรอนตัวอื่น จะมีคู่โปรตรอน-แอนติโปรตอนถูกผลิตขึ้น พร้อมกับมีซอนถูกผลิตออกมาด้วยในเวลาเดียวกัน $\sim 100,000$ ตัว การทดลองที่ใช้เป็นระบบของแม่เหล็ก (M), ตัวตรวจจับการเปล่งแสงวับ (Scintillation detector) (S), และตัวตรวจจับเชเรนโกฟ (Čerenkov detector) (C) ก็สามารถตรวจจับและนับอนุภาคที่มีมวลนิ่ง, ประจุ, และพลังงานจลน์ต่าง ๆ กันได้ ผลการทดลองของเขาแสดงอยู่ในรูป 1.6 แอนติโปรตอนปรากฏอยู่ที่ตำแหน่งบนสเกลของมวลที่มีการแก้ไข



รูป 1.6 การปรากฏให้เห็นของพีคที่อยู่ตรงบางแห่งในพล็อตของอัตราการนับแอนติโปรตอนกับอัตราส่วนของมวลต่อมวลโปรตรอน เป็นการยืนยันถึงการมีแอนติโปรตอน (คัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 498)

การประลัยร่วมกันของโปรตอนและแอนติโปรตอนถูกสอบหาที่เบิร์กลีย์ และพบรอยที่เห็นชัดเจนว่าเป็นรอยของการประลัยถึง 20 รอย

สำหรับแอนตินิวตรอน (\bar{n}) นั้นยากที่จะตรวจจับ เพราะมันไม่มีประจุ แต่เมื่อมันชนกับนิวตรอนและเกิดการประลัย ก็จะทำให้เกิดรอยขึ้นในห้องฟอง และสังเกตเห็นได้จากภาพถ่ายห้องฟอง แอนตินิวตรอนไม่มีประจุเหมือนกับนิวตรอน

ix) แอนติไฮเพอรอน (Antihyperon)

ไฮเพอรอนมีหลายชนิด แต่เราจะเน้นกล่าวเพียงสองชนิด คือ แอนติ-ไซ-บวก, $\bar{\Xi}^+$, และแอนติ-ไซ-ซูนีย์, $\bar{\Xi}^0$, นอกนั้นอยู่ในรายการของตาราง 5.2 และ 5.3

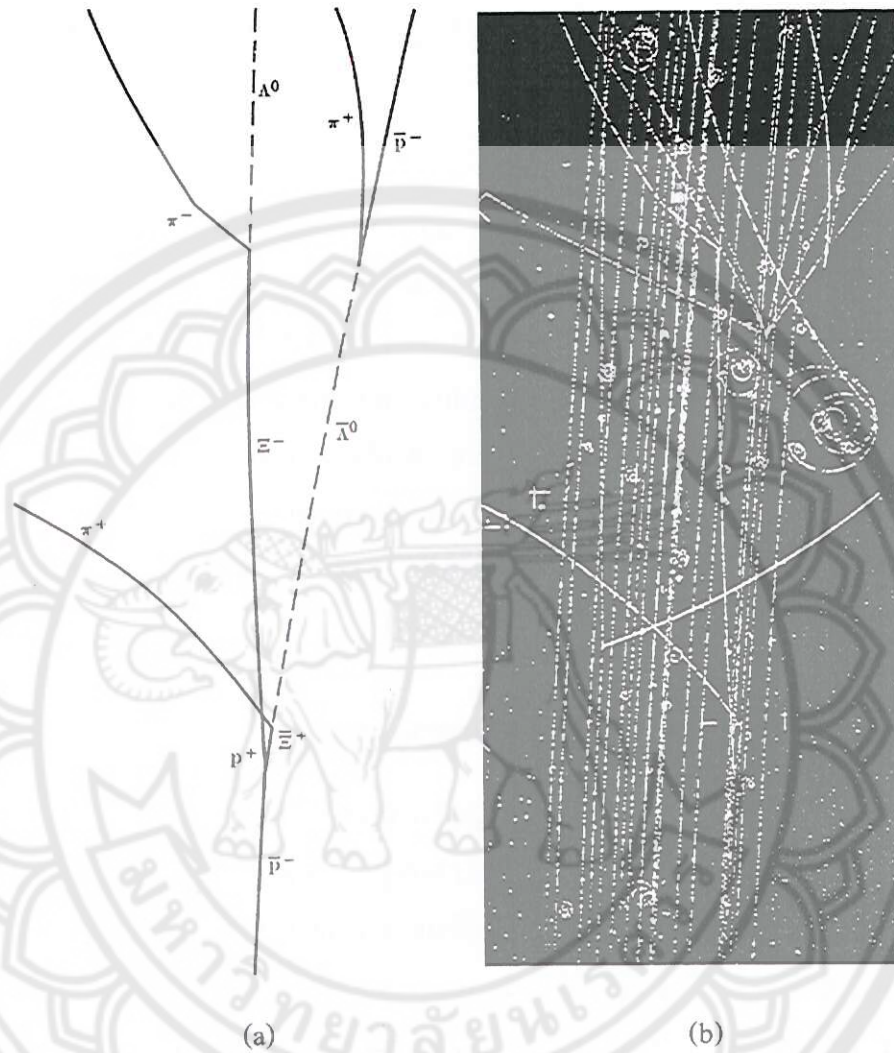
แอนติ-ไซ-บวก เขียนเป็นแอนติ-ไซ-ลบ ได้ด้วย เพราะว่า $\bar{\Xi}^+$ เป็นแอนติอนุภาคของ Ξ^- มันเป็นอนุภาคแปลกถัดตัวสุดท้ายที่ทำนายโดยเกลล์-มานน์ และนิชิมิ ถูกค้นพบใน ค.ศ. 1962 จากการใช้เครื่องเร่ง 30 Bev ที่บรูคเฮเวน (Brookhaven) ในรัฐนิวยอร์ก และเครื่องเร่งที่ CERN [องค์การวิจัยนิวเคลียร์ยุโรป (The European Organization for Nuclear Research)] ในรัฐเจนีวา ประเทศสวิตเซอร์แลนด์ เมื่อแอนติโปรตอนที่ถูกร่งให้มีความเร็วสูงชนกับโปรตอน ก็จะมีแอนติ-ไซ-บวก ถูกผลิตขึ้นพร้อมกับไซ-ลบ ซึ่งเป็นปฏิยานุภาคของมัน :



แอนติ-ไซ-บวก จะสลายไปเป็นแอนติแลมบ์ดา และไพมีซอน ในอัตราหนึ่งในบิลเลียน (พันล้าน) ครั้งต่อวินาที และอนุภาคที่เกิดขึ้นนี้มีการสลายตัวในต่อมา การสลายที่ซับซ้อน แสดงอยู่ในรูป 1.7 การสลายที่ยืดขาดของอนุภาคไซ จึงให้สมควรให้ให้ชื่อพวกมันว่า อนุภาคขยับ (cascade particle)

กลุ่มนักฟิสิกส์จากเยล (Yale) ได้สังเกตภาพถ่ายของรอยอนุภาคในห้องฟอง (Bubble chamber) 34,000 ภาพ ในจำนวนนี้มีอยู่ 14 ภาพ ที่แสดงให้เห็นรอยของแอนติโปรตอน และมีอยู่เพียงหนึ่งรอยเท่านั้นที่เป็นของแอนติ-ไซ-ลบ

อนุภาคแอนติ-ไซ-ซูนีย์ ($\bar{\Xi}^0$) เป็นผลมาจากอันตรกิริยาของโปรตอนกับแอนติโปรตอน ถูกผลิตขึ้นโดยใช้ซิงครอทรอนขนาด 30 Bev ที่บรูคเฮเวน เนื่องจากแอนติ-ไซ-ซูนีย์ เป็นอนุภาคที่เป็นกลาง การตรวจจับแอนติ-ไซ-ซูนีย์จึงตรวจจับจากผลผลิตการสลายของมันแทน จาก 300,000 ภาพถ่าย ที่กลุ่มนักฟิสิกส์ที่เยลสังเกต พบว่ามีอยู่เพียงสองสามภาพเท่านั้นที่แสดงให้เห็นเป็นแอนติ-ไซ-ซูนีย์ ซึ่งหาได้ยากมาก



รูป 1.7 ผลผลิตการสลายของอนุภาคแอนติ-ไซ-ลบ และปฏิยานุภาคของมัน ที่ถูกผลิตมาจาก
 ปฏิกริยา $\bar{p} + p \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^+$, (a) แผนภาพการสลาย, (b) ภาพถ่ายจากห้องฟอง (จาก A. P.
 Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 499)

ตาราง 1.2 และ 1.3 แสดงอนุภาคทั้งหมด ที่ค้นพบกันมาเรื่อย ๆ จนกระทั่งถึงปลาย
 ค.ศ. 1950's อนุภาคเหล่านี้ถูกจัดแบ่งออกเป็นสี่กลุ่มตามที่เรากล่าวมา แต่ช่วงเวลาที่นักฟิสิกส์
 ครุ่นคิดถึงอนุภาคทั้งหมดที่ถูกพบ ประเภทของอนุภาคใหม่ก็เริ่มเกิดขึ้นตามมาติด ๆ ซึ่งเราจะ
 กล่าวถึงในหัวข้อ 1.6 แต่สำหรับช่วงเวลานี้เราจะเห็นได้ว่าการจัดแบ่ง 32 อนุภาคมูลฐานนั้นการ
 จัดแบ่งทำกันอย่างไร

1.5 อันตรกิริยาพื้นฐานและกฎการอนุรักษ์ (Basic Interactions and Conservation Laws)

การแบ่งอนุภาคมูลฐานเก่า 32 อนุภาค ออกเป็นสี่กลุ่ม คือ แบริออน, เลปตอน, มีซอน, และ โฟตอน ที่เราได้อภิปรายมาในหัวข้อ 1.4 จะเห็นว่าการจัดแบ่งอาศัยกฎการอนุรักษ์มาเป็นฐานหลักในการจัดแบ่ง การผลิตขึ้นมาและการสลายของอนุภาคใด ๆ ล้วนเกิดมาจาก แรง (force) ซึ่งปัจจุบันเรารู้จักกันเพียงสี่แรงเท่านั้น โดยจะต้องมีแรงใดแรงหนึ่ง (หรือมากกว่า) ในสี่แรงนี้ไปมีส่วนกำกับการผลิตหรือการสลายของอนุภาคเสมอ อันที่จริงเราอาจพูดได้ว่าไม่เฉพาะแต่ระบบจุลภาค (microscopic system) เท่านั้น แม้แต่ระบบมหภาค (macroscopic system) ก็จะถูกกำกับโดยแรงใดแรงหนึ่ง (หรือมากกว่าทั้งสิ้น) ในสี่แรงนี้ทั้งสิ้น ดังนั้นเราจึงขอเกริ่นถึงแรงทั้งสี่ ซึ่งเราชอบเรียกแรงว่าอันตรกิริยา ไว้ในหัวข้อนี้อย่างย่อ ๆ ดังต่อไปนี้

1) อันตรกิริยาอย่างแรง (Strong interactions)

อันตรกิริยาอย่างแรง อาจเรียกว่าอันตรกิริยานิวเคลียร์ (nuclear interactions) หรือแรงนิวเคลียร์ (nuclear force) ได้อีกด้วย มีความแรงมากที่สุดในอันตรกิริยาทั้งหมด เป็นอันตรกิริยาที่ยึดนิวคลีออน (สสารนิวเคลียร์) เข้าไว้ด้วยกันในนิวเคลียส และเป็นอันตรกิริยาที่มีส่วนในการผลิตแบริออน และ K-มีซอน ในช่วงแรก ๆ ของการอธิบายอันตรกิริยานี้ อธิบายว่าอันตรกิริยาอย่างแรงเป็นผลมาจากการแลกเปลี่ยน (การปล่อยและดูดกลืน) ไพออนระหว่างนิวคลีออน พิสัยของอันตรกิริยาอย่างแรง $\sim 10^{-13}$ cm ที่เรียกว่า “อย่างแรง” เพราะเวลาของปฏิกิริยา (เวลาที่สองอนุภาคทำอันตรกิริยาต่อกัน) น้อยมาก : $\sim 10^{-23}$ s ในปัจจุบันมองว่าอันตรกิริยาอย่างแรงระหว่างนิวคลีออนนี้ เป็นผลมาจากอันตรกิริยาระหว่างควาร์กที่ประกอบอยู่ในนิวคลีออน และเกิดจากการแลกเปลี่ยนกลูออน

2) อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า (Electromagnetic interactions)

อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้ามีความแรง $\frac{1}{137}$ เท่าของอันตรกิริยานิวเคลียร์ กระทำอยู่ระหว่างอนุภาคมีประจุ และอนุภาคที่มีโมเมนต์ไฟฟ้า (electric moment) และโมเมนต์แม่เหล็ก (magnetic moment) อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าเกิดจากการแลกเปลี่ยน โฟตอนเสมือน (virtual photon) ระหว่างอนุภาคมีประจุ เนื่องจากโฟตอนมีมวลหนึ่งเป็นศูนย์ พิสัย (range) ของอันตรกิริยา

จึงเป็นอนันต์ (infinity) สเกลเวลาของอันตรกิริยา $\sim 10^{-21}$ s เป็นแรงแม่เหล็กไฟฟ้าเป็นแรงที่ยึดเหนี่ยวอิเล็กตรอนไว้ในอะตอม และการก่อรูปเป็นโมเลกุล

3) อันตรกิริยาอย่างอ่อน (Weak interactions)

อันตรกิริยาอย่างอ่อนมีความแรงเพียง 10^{-13} เท่าของอันตรกิริยานิวเคลียร์เท่านั้น พิสัยเกือบเป็นศูนย์ แรงอย่างอ่อนนี้เป็นตัวควบคุมสมบัติของเลปตอน และสนองการสลายบีตา และการสลายของอนุภาคหนักบางตัว เช่นอนุภาคสเตรนจ์หรืออนุภาคแปลก

4) อันตรกิริยาโน้มถ่วง (Gravitation interactions)

เป็นอันตรกิริยาที่อ่อนที่สุดในอันตรกิริยาพื้นฐานทั้งสิ้น โดยผลของแรงจะไม่นำมาคิดในสเกลระดับจุลภาค แรงโน้มถ่วงเป็นแรงดูดอย่างเดียว ผลของแรงจะรู้สึกได้ระหว่างอนุภาคที่มีมวลโต เช่นดาวเคราะห์เป็นต้น

การจัดประเภทอนุภาคมูลฐาน 32 อนุภาค ออกเป็นสี่กลุ่ม คือแบริออน มีซอน เลปตอน และโฟตอน ไม่ได้หมายความว่าแต่ละกลุ่มกระทำกันด้วยอันตรกิริยาแต่เพียงชนิดเดียว แท้จริงอนุภาคอาจแสดงออกถึงการมีอันตรกิริยาบางชนิด หรือทั้งหมดสี่ชนิดก็ได้ ตัวอย่างเช่น โปรตอนเมื่ออยู่ในนิวเคลียสจะถูกยึดเหนี่ยวด้วยอันตรกิริยาอย่างแรง แต่เนื่องจากโปรตอนมีประจุ จึงมีอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าด้วย และการเกิดโปรตอนจากการสลายของนิวตรอนก็ถูกกำกับโดยอันตรกิริยาอย่างอ่อน และแน่นอนว่าจะต้องแสดงอันตรกิริยาโน้มถ่วงออกมา เนื่องจากโปรตอนมีมวล

การทดสอบสมบัติของอนุภาคมูลฐาน รวมทั้งการประยุกต์ของกฎการอนุรักษ์ จะช่วยให้สามารถจัดกลุ่ม และตั้งชื่ออนุภาคใหม่ ๆ ได้ อันตรกิริยาทั้งหมด (สี่อันตรกิริยา) จะต้องเชื่อฟังหรือยอมตามกฎการอนุรักษ์ของโมเมนตัมเชิงเส้น, โมเมนตัมเชิงมุม, และพลังงาน ต่อมาได้มีกลุ่มของปริมาณอื่น ซึ่งไม่เกี่ยวและเข้าพวกกับปริมาณที่ว่านั้น และไม่ถูกแสดงออกโดยอันตรกิริยาทั้งสิ้น ได้แก่ แปรติ (parity), เลขแบริออน (baryon number), เลขเลปตอน (lepton number), ไอโซสปิน (isospin) และองค์ประกอบในแนวแกน Z ของมัน, และสเตรนจ์เนส (strangeness) [สัมพันธ์กับไฮเพอร์ชาร์จ (hypercharge) และประจุเฉลี่ย]

จากการใช้ผลมอสบอเออร์ (Mössbauer effect) นักวิทยาศาสตร์หามาได้ว่า การอนุรักษ์พลังงานและโมเมนตัม มีค่าความแม่นยำ (accuracy) (คือความสามารถหลีกเลี่ยงข้อผิดพลาด) 1 ใน พัน และการอนุรักษ์ประจุมีค่าความแม่นยำ 1 ใน 10^{17} ในแต่ละปฏิกิริยาอาจยินยอมให้เกิดโดยกฎการ

30 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

อนุรักษบางกฎ แต่ถูกห้ามเกิดโดยกฎการอนุรักษ์อื่น ยกตัวอย่างเช่นกฎการอนุรักษ์พลังงานและโมเมนตัม ยินยอมให้มีการสลายของอิเล็กตรอน ไปเป็นรังสีแกมมาและนิวทริโน แต่ถูกห้ามโดยกฎการอนุรักษ์ของประจุ

กฎการอนุรักษ์ (สมมาตรซ้าย-ขวา) อนุรักษในอันตรกิริยาอย่างแรง แต่มีการฝ่าฝืน (ไม่อนุรักษ) ในอันตรกิริยาอย่างอ่อน

i) การอนุรักษ์ของเลขแบริออน, เลขเลปตอน, และเลขมิวออน (Conservation of baryon number, lepton number, and muon number)

เลขแบริออน, หรือเลขมวลอะตอม A , นิยามให้เป็นจำนวนแบริออนลบจำนวนแอนติแบริออน ตัวอย่างสำหรับแบริออน มี $A = +1$, สำหรับแอนติแบริออนมี $A = -1$, ขณะที่มิวออนมี $A = 0$ การอนุรักษ์เลขแบริออนมีความหมายว่า ในระบบจะคงค่า A ไว้คงตัวไม่เปลี่ยนแปลง นั่นคือไม่ว่าอันตรกิริยาในปฏิกิริยาจะเป็นอะไรก็ตาม มีนัยว่าแบริออนจะไม่ถูกผลิตขึ้นหรือถูกทำลายไปอย่างเดี๋ยวจึง เว้นแต่ผลิตเป็นคู่หรือทำลายเป็นคู่เช่นคู่แบริออน-แอนติแบริออนเท่านั้น ตัวอย่างเช่น โปรตอนไม่สลายไปเป็นโพซิตรอนและแกมมาเพราะการอนุรักษ์ห้ามไว้ ทั้ง ๆ ที่ประจุ, พลังงาน, และโมเมนตัมอาจอนุรักษ

กฎที่ใช้กับเลปตอน คือกฎการอนุรักษ์ของเลขเลปตอน, และกับมิวออนคือกฎการอนุรักษ์เลขมิวออน กฎเหล่านี้ยังคงใช้ได้อยู่ แต่การให้เหตุผลทางฟิสิกส์ทางฟิสิกส์ทำได้ไม่มากนัก ยกเว้นแต่ใช้ห้ามปฏิกิริยาไม่ให้เกิด

ii) การอนุรักษ์ของเลขไอโซโทปิกสปิน (Conservation of isotopic spin)

ไอโซโทปิกสปิน (isotopic spin) เป็นหนึ่งในปริมาณที่สำคัญที่สุด ที่ใช้แยกประเภทของอนุภาคมูลฐานชนิดใหม่ ๆ มันอธิบายข้อสงสัยที่มีอยู่ในสมบัติของอนุภาคมูลฐานได้ด้วย ชื่อของปริมาณนี้ทำให้เข้าใจผิด เพราะว่าไอโซโทปิกสปิน [หรือไอโซสปิน (isospin)] I ไม่เกี่ยวกับสปินหรือโมเมนตัมเชิงมุม แต่เป็นปริมาณบริสุทธิ์ทางคณิตศาสตร์ แต่การใช้แนวคิดของการสมมาตรของไอโซโทปิกสปิน เลียนแบบสปินหรือโมเมนตัมเชิงมุมจริง ก็จะช่วยให้สามารถจำแนกประเภทของแบริออน หรือมิซอนได้ กล่าวคือใช้กับอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง

ตามแนวคิดของไอโซโทปิกสปิน จะถือว่าโปรตอนและนิวตรอนเป็นสถานะ (state) ของนิวคลีออนที่แตกต่างกันสองสถานะ นิวคลีออนถูกกำหนดให้มีไอโซโทปิกสปินเป็น $I = \frac{1}{2}$ และโพเจกชันของมันบนแกน Z เป็นมีสององค์ประกอบคือ $I_z = +\frac{1}{2}$ ซึ่งสมนัยกับสถานะประจุบวก คือโปรตอน และ $I_z = -\frac{1}{2}$ ซึ่งสมนัยกับสถานะประจุเป็นกลาง คือนิวตรอน ดังนั้น

นิวคลีออนมี $I = \frac{1}{2}$ จึงเป็นการซ้อนประจุ (charge doublet) หรือดับเลตประจุ ทำนองเดียวกัน ไพออนมี $I = 1$ ประกอบไปการซ้อนสามประจุ (charge triplet) หรือทริปเลตประจุ ที่สมนัยกับ $I_z = 0, \pm 1$ เมื่อ $I_z = 0$ เป็น π^0 มีซอน, $I_z = +1$ เป็น π^+ มีซอน, และ $I_z = -1$ เป็น π^- มีซอน เพราะฉะนั้นเราจะลงความเห็นว่า ความมากมาย (multiplicity) M ของไอโซโทสปีน กำหนดให้โดย $M = 2I + 1$

ถ้าคิดแต่อันตรกิริยาอย่างแรงแต่เพียงอย่างเดียว (ไม่นำเอาอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้ามาคิด) สองนิวคลีออน (โปรตอนและนิวตรอน) นั้นก็จะเหมือนกัน (identical) และกรณีเช่นนี้เราก็จะกล่าวว่า “สองสถานะของนิวคลีออนเหมือนกัน และสัมพันธ์และกันโดยสมมาตรของไอโซโทปิกสปีน” แต่ถ้านำเอาอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้ามาคิด ซึ่งฝ่าฝืน (หรือละเมิด) สมมาตรของไอโซโทสปีน (นั่นคืออันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าไม่อนุรักษ์ไอโซโทสปีน) ก็จะนำไปสู่ความจริงที่ว่า มวลหนึ่งของนิวตรอนมากกว่ามวลหนึ่งของโปรตอนไป 1.3 Mev ดังนั้นถ้าในห้องปฏิบัติการของเรา ปิดอันตรกิริยาไฟฟ้าไปเสีย มวลของโปรตอนและนิวตรอนก็จะเหมือนกัน และสามารถนำไปพิจารณาใช้กับไพออนได้ในทำนองเดียวกัน ในตาราง 1.4 แสดงไอโซโทปิกสปีนของเบรียอน และมีซอน

iii) การอนุรักษ์ของสเตรนจ์เนส (Conservation of strangeness)

เลขสเตรนจ์เนส (strangeness number) S กำหนดขึ้นมาใช้กับอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงทุกตัว และนิยามเป็น

$$S = Y - A = 2\bar{Q} - A \tag{1.19}$$

เมื่อ A เป็นเลขเบรียอน, \bar{Q} เป็นประจุเฉลี่ยของไอโซโทปิกสปีนมัลทิปเลต (isotopic spin multiplet), Y เป็นไฮเพอร์ชาร์จ (hypercharge) ($= 2\bar{Q}$)

ดังตัวอย่าง สำหรับมัลทิปเลตของนิวคลีออน ประจุเฉลี่ย (ประจุโปรตอนเป็น +1, ประจุนิวตรอนเป็น 0) ของทริปเลตคือ

$$\bar{Q} = \frac{1+(0)}{2} = \frac{1}{2}$$

และ $A = 1$ เพราะฉะนั้น $S = 2(\frac{1}{2}) - 1 = 0$ นั่นคือนิวคลีออนถูกกำหนดให้มีสเตรนจ์เนส เป็น ศูนย์ และสำหรับไพออน ประจุเฉลี่ยของมัลทิปเลต

$$\bar{Q} = \frac{1+0+(-1)}{3} = 0$$

32 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

ตาราง 1.4 เลขควอนตัมที่สมนัยกับแบรีออนและมีซอนแต่ละตัว (ดัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 503)

อนุภาค	สัญลักษณ์	เลขแบรีออน A	ประจุ Q	ไอโซโทปิก สปิน I	องค์ประกอบ แนวแกน Z ของ I I_z	ประจุ เฉลี่ย \bar{Q}	สเตรนจ์เนส S		
นิวคลีออน	$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$		
	แอนตินิวคลีออน	$\begin{pmatrix} \bar{p} \\ \bar{n} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ +\frac{1}{2} \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ 0 \end{pmatrix}$		
แลมบ์ดา	Λ^0	+1	0	0	0	0	-1		
แอนติแลมบ์ดา	$\bar{\Lambda}^0$	-1	0	0	0	0	+1		
ซิกมา	$\begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	0	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ -1 \end{pmatrix}$		
	แอนติซิกมา	$\begin{pmatrix} \bar{\Sigma}^+ \\ \bar{\Sigma}^0 \\ \bar{\Sigma}^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ -1 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \\ +1 \end{pmatrix}$	
ไซ		$\begin{pmatrix} \Xi^- \\ \Xi^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ +\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} -2 \\ -2 \end{pmatrix}$	
	แอนติ-ไซ	$\begin{pmatrix} \bar{\Xi}^+ \\ \bar{\Xi}^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} +2 \\ +2 \end{pmatrix}$	
ไพออน	$\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	0	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$		
	K-มีซอน	$\begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1 \\ +1 \end{pmatrix}$
		แอนติ-K	$\begin{pmatrix} \bar{K}^- \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ +\frac{1}{2} \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$

และ $A=0$ เพราะฉะนั้น $S=2(0)-1=0$ นั่นคือสเตรนจ์เนสของไพออนเป็นศูนย์ ทำนองเดียวกัน สำหรับแลมบ์ดาศูนย์, Λ^0 , ประจุเฉลี่ยของมัลทิเพลตเป็นศูนย์ และ $A=1$ เพราะฉะนั้น $S=2(0)-1=-1$ นั่นคือสเตรนจ์เนสของ Λ^0 คือ -1 ในตาราง 1.4 มีรายการของเลขสเตรนจ์เนสที่ใช้กับอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงตัวอื่น ๆ

การอนุรักษ์ของสเตรนจ์เนส เป็นกฎการทดลอง การอนุรักษ์ของมันอธิบาย “การผลิตเป็นหมู่” ซึ่งเป็นการผลิตอนุภาคสเตรนจ์โดยอนุภาคธรรมดาที่มีสเตรนจ์เนสเป็นศูนย์ ได้ว่า

อนุภาคที่ผลิตออกมาจะต้องมีอย่างน้อยสองอนุภาคสเตรนจ์ ที่มีเลขสเตรนจ์เนสเท่ากันและเครื่องหมายต่างกัน เพื่อให้สเตรนจ์เนสรวมของผลผลิตในตอนสุดท้ายเป็นศูนย์ด้วย เลขควอนตัมของอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง อยู่ในรายการในรูป 1.4

1.6 อนุภาคเรโซแนนซ์ (Resonance Particles)

อนุภาคมูลฐานส่วนใหญ่ที่ได้อภิปรายมาในหัวข้อก่อน มีช่วงชีวิตเฉลี่ยสั้น $\sim 10^{-10}$ s ซึ่งนานพอที่อนุภาคจะทำให้อนุภาคเคลื่อนที่ไปได้ไกล ๆ ในตัวตรวจจับ จนสามารถสังเกตเห็นรอยของมันได้ ในปลาย ค.ศ. 1950s และ 1960s เริ่มมีอนุภาคประเภทใหม่ถูกสังเกตเห็น ลักษณะของมันคือมีช่วงชีวิต $\sim 10^{-23}$ s อนุภาคพวกนี้ไม่ทิ้งรอยไว้ให้เห็น การระบุอนุภาคเหล่านี้จึงทำผ่านผลผลิตการสลายของมัน แต่ว่าอนุภาคใหม่เหล่านี้มีอยู่จริงก่อนสลาย หรือว่าพวกมันเป็นเพียงกลุ่มของอนุภาคที่เดินทางมาด้วยกันเป็นเวลา $\sim 10^{-23}$ s แล้วสลาย (หรือแยกกัน) นักฟิสิกส์จึงตอบคำถามนี้โดยการเรียกอนุภาคชนิดใหม่นี้ว่า อนุภาคเรโซแนนซ์ (resonance particle) หรือสถานะเรโซแนนซ์ (resonance state)

อนุภาคเรโซแนนซ์แรกที่ถูกค้นพบคือ N^* โดยเอนริโก เฟอร์มี (Enrico Fermi) ใน ค.ศ. 1952 แต่ไม่ได้มีการตั้งชื่อ ใน ค.ศ. 1930 ลูอิส ดับเบิลยู. อัลวาเรซ (Luis W. Alvarez) และคณะที่ห้องปฏิบัติการรังสีลอว์เรนซ์ (Lawrence Radiation Laboratory) ได้ใช้ K-มีซอนลบที่มีพลังงานสูง ยิงเข้าไปในไฮโดรเจนเหลว (โปรตอน) ในห้องฟอง และสังเกตเห็นปฏิกิริยาต่อไปนี้ :

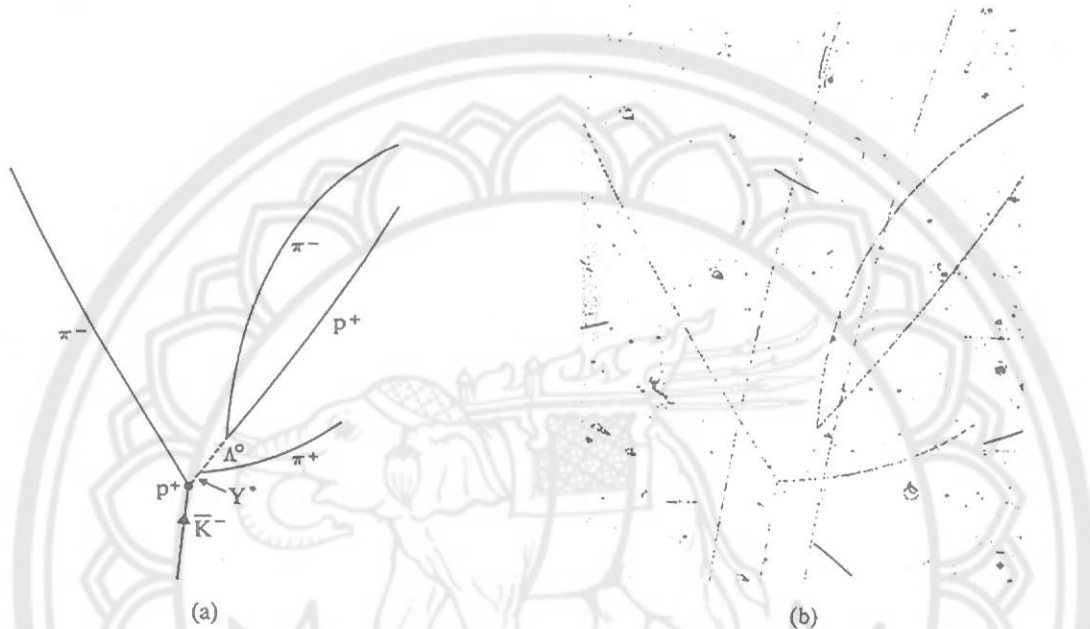


พวกเขาได้วิเคราะห์รอยที่มองเห็นของอนุภาค π^+ และ π^- เพื่อหาโมเมนตัมและพลังงานโดยใช้คอมพิวเตอรืพลังงานสูง ทุกครั้งที่พวกเขามองเห็น ดูเหมือนว่าไพออนตัวหนึ่งจะถอยหลังออกมาจากอนุภาคอีกตัวที่เป็นอนุภาคเดี่ยว ไม่ใช่สองอนุภาค แสดงว่าอนุภาคไพออนอีกตัวหนึ่งกับอนุภาคแลมบ์ดาไม่ได้แตกออกจากกันโดยทันทีทันใด แต่จะคงอยู่ด้วยกันนานพอสมควรแล้วจึงค่อยถอยออกจากอนุภาคแลมบ์ดาไป นั่นคือ π^\pm ถอยออกจากอนุภาค ($\Lambda^0 + \pi^\mp$) พวกเขาเรียกการรวมหมู่ ($\Lambda^0 + \pi^\mp$) นี้โดยให้ชื่อว่า $Y^{*\mp}$ เรโซแนนซ์ พวกเขาสันนิษฐานว่าการเกิดปฏิกิริยามีสองขั้นตอน คือ





รูป 1.8 แสดงรอยที่ได้จากปฏิกริยานี้ มวลของ $Y^{*\pm}$ เรโซแนนซ์ถูกพบว่ามี 1384 Mev และมีชั่วชีวิต 10^{-23} s



รูป 1.8 (a) แผนภาพการสลาย, (b) ภาพถ่ายจากห้องฟองของ Y^* เรโซแนนซ์ ที่ผลิตโดยปฏิกริยา $\bar{K}^- + p^+ \rightarrow Y^* + \pi^-$ เส้นประในรูป (a) แทนการไม่มีรอยของ Y^* ก่อนที่มันจะสลายไปเป็น Λ^0 และ π^+ , และ Λ^0 สลายต่อไปอีก ไปเป็น p^+ และ π^- (จาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 505)

การได้มาของ $Y^{*\pm}$ เรโซแนนซ์ นำไปสู่การค้นพบอีกหลายเรโซแนนซ์ ตัวอย่าง เช่น การรวมหมู่ของไพออนอยู่กับนิวคลีออน ด้วยมวล 1686 ± 12 Mev และชั่วชีวิตสั้นกว่า $Y^{*\pm}$ เรโซแนนซ์ เล็กน้อย กรณีการค้นพบโร (rho) (ρ) เรโซแนนซ์ และโอเมกา (omega) (ω) เรโซแนนซ์ ช่วยในการอธิบายโครงสร้างภายในของนิวคลีออน เป็นเรื่องสำคัญที่จะกล่าวถัดไป

รายการของอนุภาคเรโซแนนซ์เพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็ว ในตาราง 1.5 แสดงรายการของอนุภาคเรโซแนนซ์เมื่อ ค.ศ. 1964

เราจะสรุปการอภิปรายของเราด้วยอนุภาคตัวสำคัญที่สุดตัวหนึ่ง คือโอเมกาลบ (minus omega) (Ω^-)

ทางที่ดีที่สุดทางหนึ่ง ในการจัดประเภทของอนุภาค คือใช้ตามแนวทางที่เรียกว่า

36 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

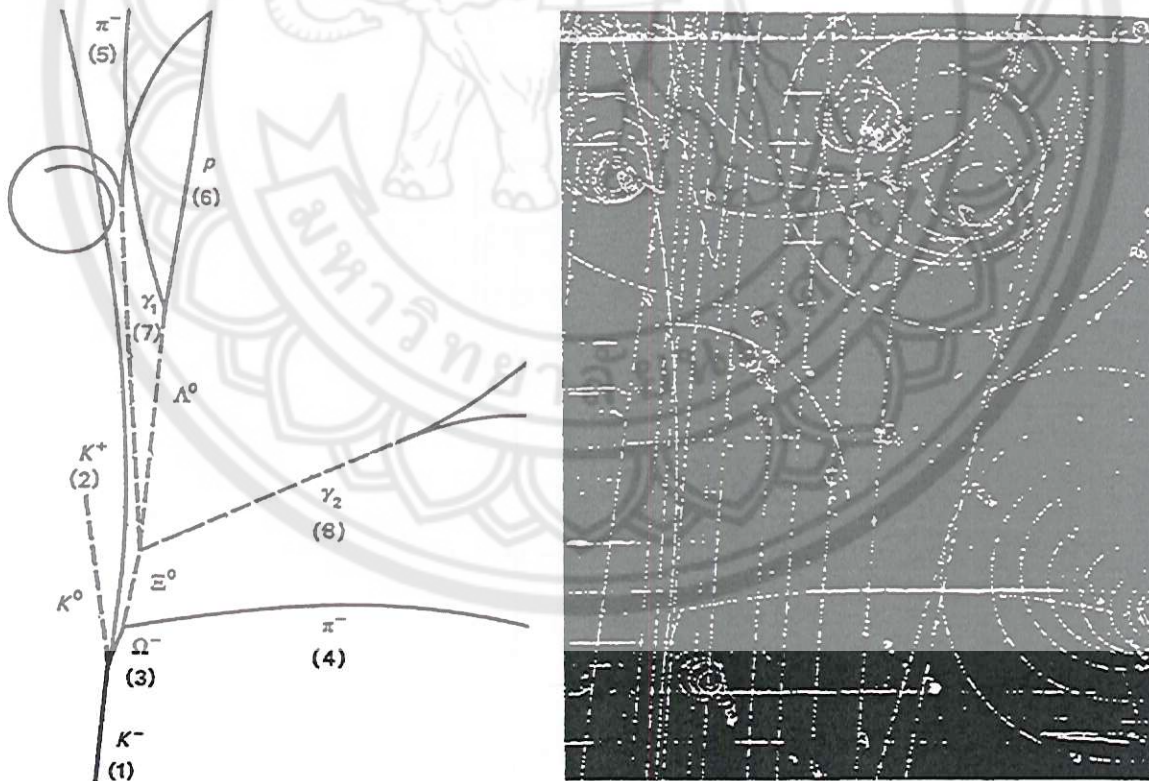
เองที่โฟลด์เวย์ (eightfold way) ซึ่งตามการทำนายของเองที่โฟลด์เวย์ ซูเปอร์มัลทิเพลต (supermultiplet) ของ 10 อนุภาค (ที่อยู่ร่วมกันโดยมีลักษณะเฉพาะพื้นฐานเหมือนกัน) (ดูหัวข้อ 1.5) จะมีได้กับอนุภาคที่มีมวลอยู่ระหว่าง 1676 และ 1680 Mev ซึ่งเกลล์-มานน์ (Gell-Mann) และซูซุมุ โอะคุโบะ (Susumu Okubo) ก็ได้ตั้งชื่ออนุภาคนี้ว่าโอเมกาลบ (Ω^-) และคาดว่ามันจะสลายโดยปฏิกิริยาใดกิริยาหนึ่ง ในต่อไปนี่ :

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^- \quad (1.22a)$$

$$\Omega^- \rightarrow K^- + \Lambda^0 \quad (1.22b)$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0 \quad (1.22c)$$

ทีมงานบรูคเฮเวน ได้ใช้เครื่อง AGS หรืออัลเทอร์เนติง เกรเดียนท์ ซิงโครตรอน (Alternating Gradient Synchrotron) ผลิตโปรตอนพลังงาน 33 Bev ให้ไปชนกับเป้าทังสแตน



รูป 1.9 ภาพร่าง (ซ้าย) และภาพถ่าย (ขวา) ห้องฟอง ของเหตุการณ์ที่แสดงการสลายของโอเมกาลบ, Ω^- (จาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 508)

เพื่อผลิต K^- มีซอนพลังงาน 5 Bev แล้วแยก K^- ออกจากลำอนุภาคหลักด้วยวิธีการเบนและโฟกัสด้วยแม่เหล็ก, ตัวทำขนาน, และตัวแยก ยาว 450 ft เมื่อ K^- มีซอน 5 Bev เข้าไปในห้องฟองไฮโดรเจนขนาด 40 in ก็จะทำปฏิกิริยากับโปรตอน กลุ่มบรูคเฮเวนได้นำรูปถ่ายจำนวน 100,000 รูป ไปสังเกตหาปฏิกิริยาทั้งหมดในสมการ 1.22 ในเดือนมกราคม ค.ศ. 1964, กุมภาพันธ์ ค.ศ. 1964, และตุลาคม ค.ศ. 1964 ตามลำดับ ในรูป 1.9 แสดงภาพถ่าย และเส้นลากแสดงการสลายตามสมการ 1.22a โอเมกาลบ, Ω^- , ถูกพบว่ามีมวล 1686 ± 12 Mev และมีชั่วชีวิต 0.7×10^{-10} s (ถึงแม้ว่า Ω^- ถูกจัดให้เป็นสถานะเรโซแนนซ์ แต่มันเป็นแบรีออน)

1.7 เอจโฟลด์เวย์และการจำแนกประเภทอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง (The Eightfold Way and Classification of Strongly Interaction Particles)

การจำแนกประเภทของ 32 อนุภาคมูลฐาน ที่ค้นพบมาจนถึง ค.ศ. 1957 โดยแบ่งออกเป็นสสารอย่างง่าย ๆ สี่กลุ่ม คือแบรีออน, มีซอน, เลปตอน, และโฟตอน เป็นการใช้เหตุผล แต่จากการค้นพบบางส่วนของสถานะเรโซแนนซ์ (หรืออนุภาค) ถึง 100 สถานะเรโซแนนซ์ ในกลาง ค.ศ. 1960s กดดันให้นักฟิสิกส์ต้องจำแนกประเภทของอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงเสียใหม่ โดยไม่ใช่เฉพาะแต่สถานะเรโซแนนซ์ที่ถูกค้นพบแล้วเท่านั้น แต่ยังรวมเอาสถานะเรโซแนนซ์ที่ทำนายไว้ ซึ่งอาจจะผลิตได้ในอนาคตด้วยลำของอนุภาคที่มีพลังงานสูงขึ้น เมื่อเครื่องเร่งขนาดใหญ่ถูกสร้างขึ้น

การจำแนกประเภทใหม่ จะใช้ฐานของการจัดแบ่งเป็นปริมาณ 5 ปริมาณ (เลขควอนตัม) ซึ่งอนุรักษ์อยู่ในอันตรกิริยาอย่างแรง คือ

A , เลขมวลอะตอม หรือเลขแบรีออน

J , โมเมนตัมสปินของอนุภาค

P , แพริติของสถานะ

I , ไอโซสปิน

Y , ไฮเพอร์ชาร์จ [อาจใช้เป็น S หรือ \bar{Q} เพราะปริมาณทั้งสามสัมพันธ์กันอยู่ในสมการ

เลขแบริออน A อาจใช้ค่า 0 หรือ ± 1 , เมื่อ $A=0$ แทนมีซอน, $A=+1$ แทนแบริออนที่มีเลขมวล 1, และ $A=-1$ แทนแอนติแบริออนที่มีเลขมวล 1 สถานะที่มีสปิน J และพาริตี P กำหนดโดย J^P สถานะที่มีไอโซสปิน I มีค่าความมากมาย $M = 2I + 1$

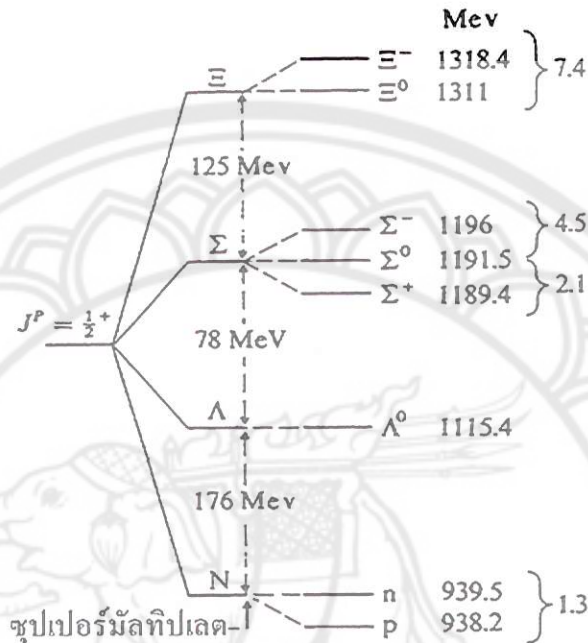
เอจโฟลด์เวย์ (The eightfold way)

แผนผังใหม่ทั้งหมด มีอยู่แผนผังหนึ่งซึ่งมีประโยชน์มากที่สุด ไม่แต่เฉพาะใช้จำแนกอนุภาคที่มีอยู่แล้วเท่านั้น แต่ยังใช้ทำนายอนุภาคที่ยังค้นไม่พบอีกด้วย ซึ่งเรียกแผนผังนี้ว่าเอจโฟลด์เวย์ (The eightfold way) แนวคิดใหม่ของการจำแนกประเภทนี้ถูกเสนอแนะขึ้นใน ค.ศ. 1961 โดย เอ็ม. เกลล์-มานน์ (M. Gell-Mann) และ วาย. เนแมน (Y. Neemann) โดยการเสนอแนะเป็นอิสระต่อกัน ตัวดำเนินการที่ใช้มี 8 ตัว สมัยได้กับเลขควอนตัม 8 ตัว ชื่อเอจโฟลด์เวย์ บางทีอาจมาจาก “มรรคแปดของการดำเนินชีวิต (The eightfold way of life)” ในทางพุทธศาสนา โดยมรรคแปด (อัฐังคิกมรรค) เป็นแนวทางดำเนินชีวิตสายกลาง (มัชฌิมาปฏิปทา) เพื่อหลุดพ้นจากทุกข์ ได้แก่ 1. สัมมาทิฐิ(ปัญญา), 2. สัมมาสังกัปปะ (ปัญญา), 3. สัมมาวาจา (ศีล), 4. สัมมากัมมันตะ (ศีล), 5. สัมมาอาชีวะ (ศีล), 6. สัมมาวายามะ (สมาธิ), 7. สัมมาสติ (สมาธิ), 8. สัมมาสมาธิ (สมาธิ)

ทฤษฎีจะอยู่บนฐานหลักที่ว่า กลุ่มของอนุภาคที่มี J และ P เหมือนกัน แต่มวลหนึ่งแตกต่างกัน และ Y และ I แตกต่างกัน จะมีความสัมพันธ์ระหว่างกัน ยกตัวอย่างเช่นสี่สมาชิก N, Λ, Σ , และ Ξ ของแบริออนมีค่า มีค่า $J^P = \frac{1}{2}^+$ เดียวกัน แต่มีมวลหนึ่งและ Y และ I แตกต่างกัน เราจะพบได้ว่าเป็นการแยก ซุปเปอร์มัลทิเพลต (supermultiplets) ที่มีอยู่ออกเป็นสี่มัลทิเพลต (multiplet) N, Λ, Σ , และ Ξ แต่ละมัลทิเพลต อาจจะแยกออกเป็นแต่ละสถานะต่อไปอีก ดังตัวอย่าง (มวลกำหนดในวงเล็บ), N แยกออกเป็นดับเลต (doublet), $n(939.5 \text{ Mev})$ และ $p(938.2 \text{ Mev})$; แยกออกเป็นทริเพลต (triplet), $\Sigma^+(1189.4 \text{ Mev})$, $\Sigma^0(1191.5 \text{ Mev})$ และ $\Sigma^-(1196 \text{ Mev})$; Ξ แยกออกเป็นดับเลต, $\Xi^0(1311 \text{ Mev})$ และ $\Xi^-(1318.4 \text{ Mev})$; และ Λ เป็นซิงเกิลต (singlet), $\Lambda^0(1115.4 \text{ Mev})$ ลักษณะเฉพาะที่สำคัญคือความแตกต่างมวลระหว่างมัลทิเพลตมากกว่า (โดยตัวประกอบของ 9 หรือมากกว่า) ความแตกต่างมวลภายในมัลทิเพลต ดังแสดงในรูป 1.10

เราพร้อมที่จะอธิบายการแยกภายในมัลทิเพลต ดังตัวอย่าง ความแตกต่างมวลระหว่างโปรตอนและนิวตรอน ถูกพิจารณาให้เป็นการแยกที่เกิดจากการไม่อนุรักษ์ของไอโซโทปิกสปินรวม (total isotopic spin) ในอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า นั่นคือการฝ่าฝืนไอโซโทปิกสปินโดย

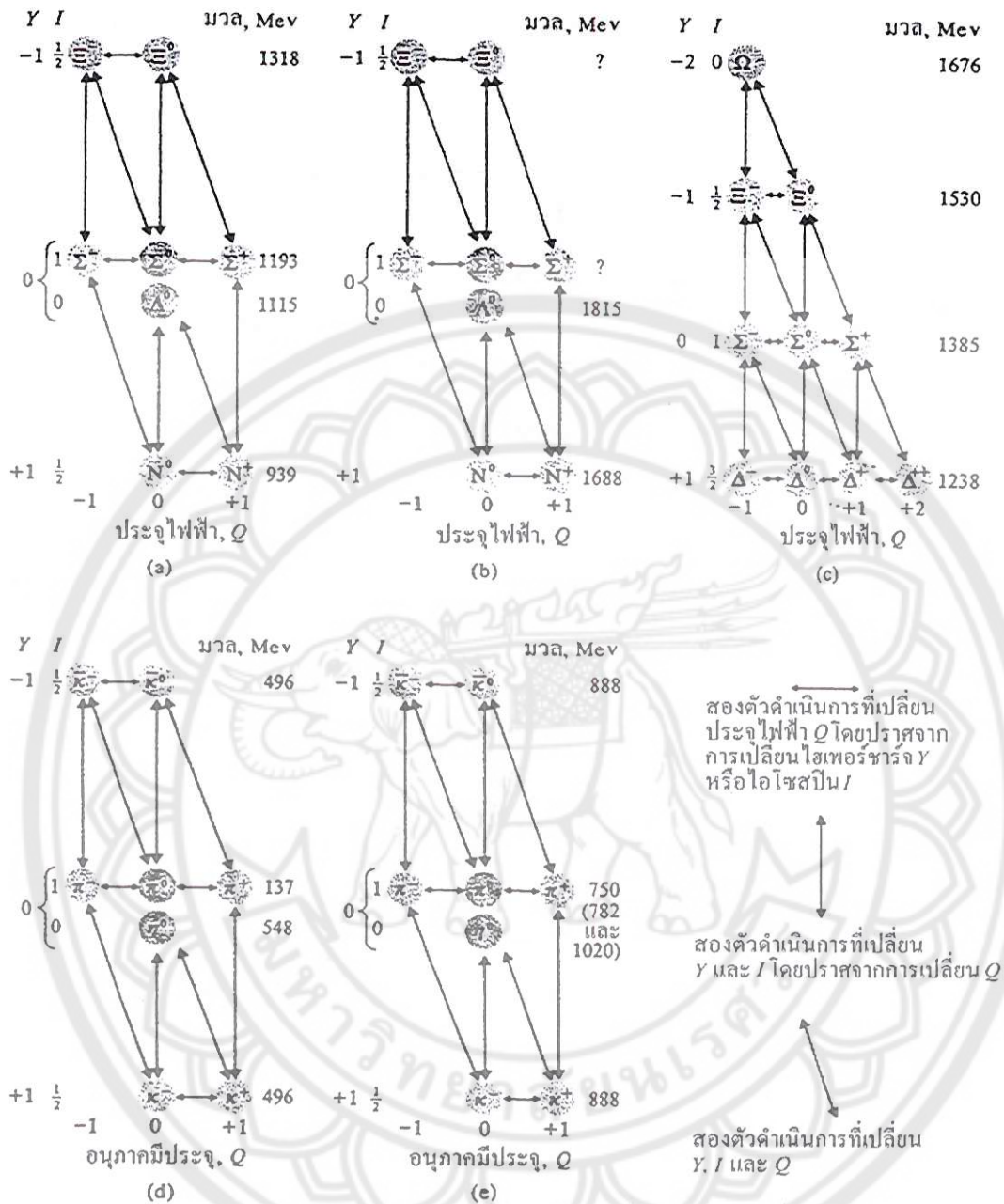
อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า เป็นผลทำให้เกิดความแตกต่างของมวลในซูปเปอร์มัลทิเพลต



รูป 1.10 สถานะที่มีสี่สมาชิก Ξ , Λ , Σ , และ N ของซูปเปอร์มัลทิเพลต แยกออกเป็นสถานะมัลทิเพลต 2, 3, 1 และ 2 ตามลำดับ (ดัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 510)

อนึ่งสามารถขยายแนวคิดนี้ได้อีก และพูดว่าการฝ่าฝืนในบางกฎการอนุรักษ์ของสมมาตรอื่น ๆ (กล่าวคือการฝ่าฝืนของบางเลขควอนตัมอื่น ๆ) อาจจะทำให้เกิดความแตกต่างในมวลระหว่างพวกมัลทิเพลต แนวคิดก็คือแบ่งอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงไปไว้ในซูปเปอร์มัลทิเพลต ที่มีค่า J^P เดียวกัน และมีค่า Y และ I ต่างกัน การฝ่าฝืนกฎของสมมาตร (สมนัยกับการฝ่าฝืนในเลขควอนตัมตัวใหม่บางตัว) เป็นผลให้มีความแตกต่างในมวลระหว่างมัลทิเพลตของซูปเปอร์มัลทิเพลต ฐานหลักทางคณิตศาสตร์ของเอกโฟลต์เวย์ (เกี่ยวข้องกับแปดตัวดำเนินการที่สมนัยกับแปดเลขควอนตัม) เป็นพีชคณิตของลิกกรุป (Lie group) ลิกกรุปที่เกี่ยวข้องในเรื่องนี้เป็นซูปเปอร์ยูนิแทรีกรุป 3×3 แถวลำดับ (array) [ดังนั้นจึงมีชื่อ SU_3 หรือ $SU(3)$] พร้อมกับเงื่อนไขที่ลดเกอริงค์ประกอบให้เหลือแปดองค์ประกอบ แปดองค์ประกอบของ $SU(3)$ คือ; สามองค์ประกอบของไอโซโทปิกสปิน; หนึ่งองค์ประกอบที่สมนัยกับไฮเพอร์ชาร์จ Y ; สองตัวดำเนินการที่เปลี่ยนจากอัปหรือดาวน์ไปหนึ่งหน่วยโดยไม่เปลี่ยนประจุ; และสองตัวดำเนินการที่เปลี่ยนทั้ง Y และประจุไปหนึ่งหน่วย การฝ่าฝืนตัวดำเนินการสี่ตัวสุดท้าย (หรือองค์ประกอบ)

40 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค



รูป 1.11 เอง โพลด์เวย์ก่อให้เกิดระบบของสมมาตรใหม่ที่รวมกลุ่มมัลติเพลตอยู่ใน "ซูเปอร์มัลติเพลต" ที่เรียกว่าเอง โพลด์ เป็นคำเรียกที่ขกคณิตพิเศษที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างแปดสิ่ง ในกรณีนี้ปริมาณทั้งแปดอนุกรม ระบบสมมาตรใหม่ (ลูกศรเอียง) เชื่อมโยงแต่ละค่าไฮเพอร์ชาร์จ (Y) และ ไอโซทอปิกสปิน (I) ในทางที่สมมาตรไอโซทอปิกสปิน (ลูกศรแนวระดับ) เชื่อมโยงแต่ละค่าของประจุไฟฟ้าสี่แผนภาพ (a, b, d, e) แสดงแผนภาพซูเปอร์มัลติเพลตที่มี 8 สมาชิก ส่วนกลุ่มอื่นคือกลุ่ม (c) มี 10 สมาชิก มีหลายอนุภาคที่ทำนายโดยเอง โพลด์เวย์, ดังเช่น $\Omega^- (1, 676, 3/2^+)$ ที่ปรากฏใน (c) หมายเหตุ η มีซอนใน (c) ถูกกำหนดให้มีสองมวล (ตัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 511)

โดยส่วนของอันตรกิริยาอย่างแรงคือการเปลี่ยนมวลของพวกมันที่ปลด และเป็นที่เหตุให้พวกมันก่อรูปชุปเปอร์มวลที่ปลดขึ้นมา รูป 1.11 แสดงการก่อรูปเป็นชุปเปอร์มวลที่ปลดบนฐานหลักของ SU(3) โดยปรกคือนุภาคทั้งหลายจะถูกทำนายก่อนการค้นพบ ตัวอย่างอันหนึ่งที่น่าสนใจคือ โอเมกาลบ, Ω^- , สถานะเรโซแนนซ์ดังแสดงในรูป 1.11(c)

ทฤษฎีเอกโฟลด์ประสบความสำเร็จในการทำนายอนุภาคใหม่ และการจำแนกประเภทของอนุภาค แต่ก็ยังไม่ใช่ว่าจะปราศจากจุดอ่อน

เมื่อนักฟิสิกส์ได้ตรวจสอบพีชคณิตของทฤษฎีเอกโฟลด์ลึกมากยิ่งขึ้น พวกเขาก็แน่ใจว่ามีเอนทิตีทางคณิตศาสตร์ (mathematical entity) อยู่สามเอนทิตี ซึ่งสถาปนา (ประกอบเป็น) ทิปเลตหลักมูลแรก SU(3) และนำไปสู่การค้นพบสิ่งใหม่ ๆ ที่น่าสนใจ ที่ได้เห็นต่อไป

1.8 เอกโฟลด์เวย์นำไปสู่ควาร์ก (The Eightfold Way Lead to Quark)

ใน ค.ศ. 1964 เกลล์มันน์ (Gell-Mann) และซไวค์ (Zweig) ต่างเสนอโดยอิสระต่อกันว่ามีเอนทิตีทางคณิตศาสตร์อยู่สามเอนทิตี ที่ก่อรูปเป็นทริปลेटหลักมูลแรก SU(3) ความสำเร็จของเอกโฟลด์เวย์ในการจำแนกประเภทอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงขึ้นอยู่กับความจริงที่ว่าอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงทั้งหมดสามารถถูกสร้างขึ้น โดยการจัดหมู่ (combination) ของสามเอนทิตีทางคณิตศาสตร์ ที่เป็นไปได้ในแต่ละแบบ และเกลล์มันน์กล่าวว่าสามเอนทิตีนี้เป็นอนุภาค และตั้งชื่อว่าควาร์ก (quark) ขณะที่ซไวค์ให้ฉายาว่า “แอส (aces)” ตามไพ่สี่ใบ เพราะในตอนนั้นพบว่าอนุภาคมีสี่ชนิด สำหรับอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรงที่ถูกสร้างขึ้นจากสามควาร์ก จะส่งให้ประจุและเลขควอนตัมของควาร์กเป็นดังในตาราง 1.6

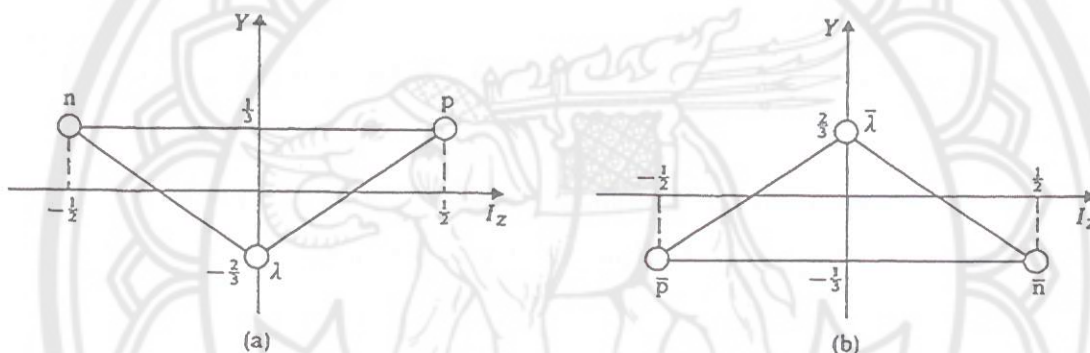
ตาราง 1.6 ควาร์ก, ประจุและเลขควอนตัมของมัน (ดัดแปลงจาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 512)

สัญลักษณ์สำหรับควาร์ก	e_q/e	A	I	I_z	Y	S	J^P
p	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{2}^+$
n	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{2}^+$
λ	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1	$\frac{1}{2}^+$

42 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

หมายเหตุในที่นี้ว่า อัตราส่วนของประจุของควาร์กต่อประจุของอิเล็กตรอน e_q/e เป็นเลขเศษส่วน นั่นก็คือต่อไปนี้จะถือว่าประจุ e เป็นประจุหลักมูลต่อไปไม่ได้อีกแล้ว เลขแบริออนหรือเลขมวลของควาร์กเป็นเลขเศษส่วนด้วย

นอกจากนี้ยังเชื่อว่าควาร์กมีปฏิยานุภาคของมันด้วย ซึ่งเรียกว่าแอนติควาร์ก โดยเลขควอนตัม A, I_z, Y และ S และอัตราส่วนประจุ e_q/e ของแอนติควาร์กจะตรงข้ามกับของควาร์กที่อยู่ในตาราง 1.6 จากการคำนวณในทางทฤษฎีแสดงให้ทราบว่าแบริออนจะต้องสร้างมาจากสามควาร์ก และมีซอนจะต้องสร้างมาจากคู่ของควาร์ก-แอนติควาร์ก และทิวเปตพื้นฐานของควาร์กและแอนติควาร์กของทฤษฎี $SU(3)$ อาจแสดงเป็นกราฟที่ลงจุด Y เป็นฟังก์ชันของ I_z ดังรูป 1.12



รูป 1.12 สองทิวเปตพื้นฐานของ (a) ควาร์ก และ (b) แอนติควาร์ก ที่ได้มาจากการลงจุดของ Y เป็นฟังก์ชันของ I_z (จาก A. P. Arya, *Elementary Modern Physics*, Addison - Wesley, Reading, Massachusetts, 1974, p. 512)

สปินของควาร์กจะต้องเป็นครึ่งจำนวนเต็ม (half-integer) ไม่เช่นนั้นจะไม่มีทางสร้างอนุภาคออกมาที่มีสปินเป็นครึ่งจำนวนเต็มหรือจำนวนเต็มได้ ในทางทฤษฎีจะถือว่าควาร์กหนักมาก, หนักกว่านิวคลีออน, แต่ตามสมบัติที่เรารู้จักของอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง มวลของควาร์กจะต้องมีค่าประมาณหนึ่งในสามของมวลโปรตอน ความแตกต่างในมวลของควาร์กทั้งที่ควรจะเหมือนกันนี้อธิบายได้ 2 แห่งคือ (1) ควาร์กหนัก แต่เมื่อถูกยึดเหนี่ยวอยู่ในขอบเขต มันจะทำตัวเป็น “อนุภาคคล้าย (quasiparticle)” ที่มีมวลน้อย, (2) ควาร์กเบา แต่มีสมบัติพิเศษบางประการที่ป้องกันตัวเองไม่ให้กระเด็นออกจากแบริออนและมีซอน

ควาร์กทั้งสามเหล่านี้มีอยู่ในธรรมชาติจริงหรือเป็นเพียงเอนทิตีทางคณิตศาสตร์อย่างบริสุทธิ์? ตั้งแต่ ค.ศ. 1964 เป็นต้นมาได้มีการทดลองจำนวนมากเพื่อตรวจหาการมีอยู่ของควาร์ก

การทดลองเหล่านี้ อาจแบ่งออกเป็น 3 ประเภท คือ

- ก) การทดลองโดยใช้เครื่องเร่งพลังงานสูง
- ข) การทดลองกับรังสีคอสมิก
- ค) การทดลองที่ออกแบบเพื่อตรวจหาควาร์กเหมือนกับการหาธาตุใหม่ในทางเคมี

ความพยายามในการหาควาร์กจากการชนกันของนิวคลีออน-นิวคลีออน โดยใช้ลำอนุภาค 30 – BeV จากเครื่องเร่งพลังงานสูง ก็ยังมีผลทางลบ ทั้งนี้อาจเนื่องมาจากพลังงานของนิวคลีออนยังไม่สูงพอ หรือไม่ก็ภาคตัดขวาง (cross section) ของการผลิตอนุภาคควาร์กมีค่าต่ำมาก

นักฟิสิกส์ยังได้พยายามศึกษาควาร์กโดยการตรวจสอบอนุกรมไลมานน์ ที่ความยาวคลื่น 2733, 2306, และ 2186 Å ซึ่งเป็นความยาวคลื่นที่เกิดจากอะตอมควาร์กที่เรียกว่าควาร์กเทียมอะตอม (quarkium atom) ที่ก่อรูปอยู่ในธรรมชาติ ควาร์กเทียมอะตอมเป็นอะตอมที่ก่อรูปขึ้นมาโดยมีควาร์ก $+\frac{2}{3}e$ เป็นนิวเคลียส รวมอยู่กับอิเล็กตรอน ยังมีการหาควาร์กในแหล่งอื่นที่เป็นอินทรีย์จากทะเล, น้ำทะเล, และน้ำในทะเลสาบ การทดลองตามแบบหยดน้ำมันของมิลลิแกน ก็อาจถูกนำมาใช้ประโยชน์ในการตรวจหา

ความพยายามทั้งหมดนี้ที่ได้ทำกันมาหกปี ก็ยังไม่มีหลักฐานที่ชัดเจนว่ามีควาร์กที่มีอยู่จริง และเป็นอนุภาคจริง ในระหว่าง 1980s และ 1990s ได้มีการทดลองพยายามทำให้เกิดพลาสมาของควาร์ก-กลูออน (quark-gluon plasma), QGP, ขึ้นมาที่ซูเปอร์โปรตอนซินโครตรอน (Super Proton Synchrotron), SPS, ของ CERN พลาสมาของควาร์ก-กลูออนเป็นเฟส (phase) ของควอนตัมโครโมไดนามิกส์ (quantum chromodynamics), QCD, ที่เกิดอยู่ที่พลังงานสูง และ/หรือความหนาแน่นสูงมาก ๆ เฟสนี้ประกอบด้วยควาร์กอิสระและกลูออน และใน ค.ศ. 2000 CERN ได้ประกาศออกมาว่า พบหลักฐานทางอ้อมว่ามีสถานะพลาสมาของควาร์ก-กลูออนนี้อยู่จริง ซึ่งเป็นสถานะใหม่ของสสาร การทดลองในปัจจุบันทำกันอยู่ที่เครื่องอนุภาคหนักเชิงสัมพัทธภาพชนกัน (Relativistic Heavy Ion Collider), RHIC, ของห้องปฏิบัติการแห่งชาติบรูคเฮเวน (Brookhaven National Laboratory) และเมื่อเดือนกุมภาพันธ์ ค.ศ. 2010 นักวิทยาศาสตร์ที่ RHIC ก็อ้างว่าสามารถสร้างสถานะพลาสมาของควาร์ก-กลูออนขึ้นมาได้ที่อุณหภูมิประมาณ 4 trillion องศาเซลเซียส ยังมีการทดลองใหม่ ๆ ที่ศึกษาสถานะพลาสมาของควาร์ก-กลูออนอยู่อีกสามการทดลองอยู่ที่เครื่องแฮดรอนชนกันขนาดใหญ่ของ CERN (CERN's Large Hadron Collider, LHC), คือการทดลองที่ ALICE, ATLAS และ CMS ที่เริ่มต้นตั้งแต่เดือนพฤศจิกายน ค.ศ. 2010

เอกสารอ้างอิง

- Arya, A. P. (1970) *Elementary Modern Physics*, Addison-Wesley, Phillipines.
- Arya, A. P. (1968) *Fundamental of Nuclear Physics*, 2nd Edit, Allyn and Bacon, Boston.
- Burcham, W. E. and Jobes, M (1995) *Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Das, A. and Ferbel T. (1994) *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Dunlap, R. D. (2004) *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004.
- Halzen, F and Martin, A. D. (1984) *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York.
- Henley E. M. and Garcia A. (2007) *Subatomic Physics*, 3rd Edit, World Scientific, New Jersey.
- Griffiths, D. (2008) *Introduction to Elementary Particles*, Wiley, New York.
- Perkins, D. H. (2000) *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edit, Cambridge University Press, Cambridge.

แบบฝึกหัด

1.1 μ^- สลายตามปฏิกิริยา

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

มวลนิ่งของมิวมีซอนคือ $207 m_e$ และมวลนิ่งของนิวทริโนและแอนตินิวทริโนถือว่าเป็นศูนย์ ให้หาพลังงานพลังงานสูงสุดและโมเมนตัมสูงสุดของอิเล็กตรอน

1.2 π^- สลายตามปฏิกิริยา

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$$

โมเมนตัมและพลังงานที่มิวมีซอนและนิวทริโนนำออกมาจะมีค่าเท่าไร ?

- 1.3 สมมุติว่า π^- ที่อยู่นิ่งมีอันตรกิริยากับโปรตอน และผลิตนิวตรอนและรังสีแกมมาตามปฏิกิริยา



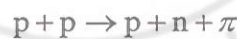
ให้คำนวณหาพลังงานของรังสีแกมมาที่ถูกปล่อยออกมา

- 1.4 π^0 สลายโดยกระบวนการอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าได้สองรังสีแกมมา

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

โมเมนตัมและพลังงานของรังสีแกมมาทั้งสองนี้จะเป็นเท่าไร ?

- 1.5 โปรตอน 10 Bev มีความเร็วและโมเมนตัมเป็นเท่าไร ?
 1.6 จงคำนวณหาสนามแม่เหล็กที่ต้องการใช้เบนโปรตอน 10 Bev ไปเป็นมุม 10°
 1.7 จงคำนวณพลังงานขีดเริ่มเปลี่ยน (threshold energy) สำหรับผลิตไพออนตามกระบวนการต่อไปนี้



- 1.8 จงคำนวณหาความเร็วและโมเมนตัมของไพออน 15 Mev และคำนวณหารัศมีความโค้งของวิถีการเคลื่อนที่ของมัน เมื่อเคลื่อนที่อยู่ในสนามแม่เหล็ก 1.5 Wb/m^2 และให้คำนวณหาปริมาณเหล่านี้อีก เมื่อเปลี่ยนจากไพออนเป็นมิวออน
- 1.9 ทางหนึ่งในการผลิตไพออนบวกก็คือระดมยิงไปยังเป้าที่เป็น โปรตอนด้วยโฟตอนพลังงานสูง สมมุติว่าไพออนที่ถูกผลิตขึ้นมีพลังงานจลน์ 20 Mev และถูกปล่อยออกมาในทิศทางทำมุม 90° เทียบกับทิศทางการตกกระทบของโฟตอน ให้หาพลังงานของโฟตอนตกกระทบ
- 1.10 เมื่อมิวออนที่อยู่นิ่งสลายไปเป็นอิเล็กตรอน อะไรคือพลังงานต่ำสุดและสูงสุดของอิเล็กตรอน และในแต่ละกรณี พลังงานที่คู่ของนิวทริโน-แอนตินิวทริโนนำพาออกมา จะมีค่าเท่าไร ?
- 1.11 จากโจทย์ข้อ 11. ถ้าเปลี่ยนอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจนให้เป็น π^- - มีซอน รัศมีของวงโคจรวงแรกตามแบบโบร์จะเป็นอะไร ?

46 เกริ่นนำฟิสิกส์ของอนุภาค

1.12 ให้คำนวณหาค่า Q ของการสลาย K^- - มีซอน ตามแต่ละปฏิกิริยา ต่อไปนี้

$$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \pi^0$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} + \pi^0$$

$$K^- \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^0$$

1.13 ให้ใช้ปฏิกิริยาในสมการ 1.22 คำนวณหาค่า A , Q , I , I_z และ S สำหรับอนุภาคโอเมกาลบ, Ω^-

1.14 ให้ใช้ปฏิกิริยาในสมการ 1.22 และผลลัพธ์จากโจทย์ข้อ 14 คำนวณหาค่า A , Q , I , I_z และ S สำหรับอนุภาคแอนติโอเมกาลบ, $\bar{\Omega}^-$

1.15 ให้อธิบายว่าเหตุใด ปฏิกิริยาต่อไปนี้จึงถูกห้ามเกิด

$$\pi^0 \rightarrow \mu^+ + e^- + \bar{\nu}$$

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + e^-$$

1.16 การประกอบกันของสามควาร์ก p , n , λ เพื่อก่อรูปเป็น (a) โปรตอน และ (b) นิวตรอน จะเป็นแบบใด?

1.17 ท่านจะสร้าง π^+ และ π^- จากควาร์กและแอนติควาร์กได้อย่างไร?

1.18 ท่านจะสร้าง Λ^0 และ $\bar{\Lambda}^0$ จากควาร์กและแอนติควาร์กได้อย่างไร?

1.19 อะไรเป็นชนิดของอนุภาค ที่มีส่วนประกอบของควาร์กตามต่อไปนี้

$$(a) \bar{\lambda}p, \quad (b) \bar{\lambda}n, \quad (c) \bar{n}p, \quad (d) -\bar{p}n$$

2.20 ให้ระบุชนิดของอนุภาคประกอบมาจากสามควาร์ก $\lambda\lambda\lambda$

2.21 ให้แสดงว่า Ξ^0 และ Ξ^- ก่อรูปมาจากการประกอบกันของควาร์ก: $p\lambda\lambda$ และ $n\lambda\lambda$

2.22 ควาร์กเกียมอะตอม (quarkium atom) ก่อรูปมาจากควาร์ก $+\frac{2}{3}e$ เป็นนิวเคลียส บวกกับ อิเล็กตรอน ให้คำนวณหาระสีของวงโคจรตามแบบโบร์ และความยาวคลื่นของอนุกรมไลมาน (Lyman series) [สมมติว่าควาร์กมีมวลเป็น $\frac{1}{3}$ เท่าของมวลนิวคลีออน]

บทที่ 2

อนุภาคและอันตรกิริยา

(PARTICLES AND INTERACTION)

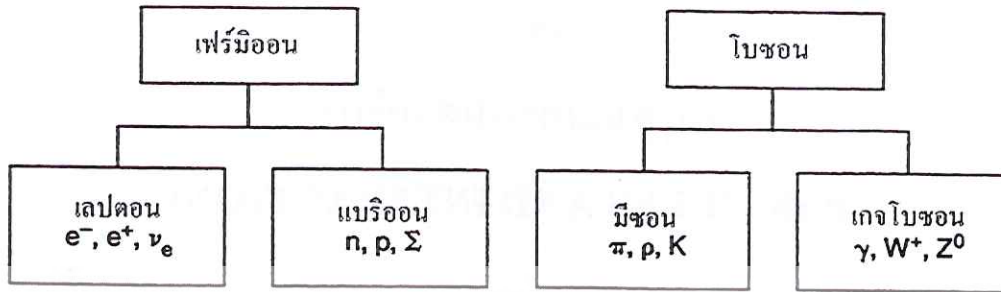
2.1 การจำแนกประเภทของอนุภาคย่อยอะตอม (Classification of Subatomic Particles)

อนุภาคย่อยอะตอม (subatomic particles) หมายถึงอนุภาค (เล็กกว่าอะตอม) ซึ่งเป็นส่วนประกอบของอะตอม หรือนิวคลีออน ซึ่งมีสองชนิดคืออนุภาคมูลฐาน (elementary particle) ซึ่งไม่มีโครงสร้าง (ยังไม่สามารถหาโครงสร้างภายในได้) หรืออาจพูดว่าไม่มีอนุภาคอื่นเป็นส่วนประกอบ กับอนุภาคประกอบ (composite particle) ซึ่งมีอนุภาคมูลฐานสองหรือสามอนุภาคเป็นส่วนประกอบอยู่ภายใน จึงมีโครงสร้าง อนุภาคย่อยอะตอมทั้งหมดที่มีอยู่ในจักรวาลนี้สามารถจัดแบ่งออกเป็นสองประเภทคือ

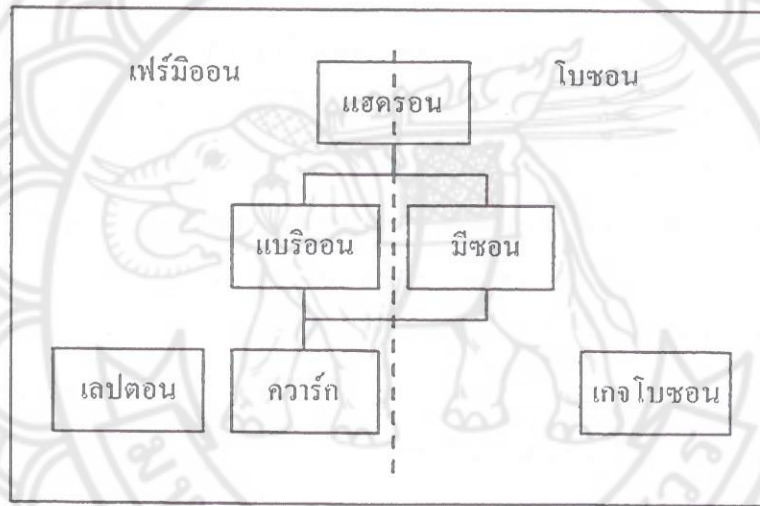
1. เฟอร์มิออน (Fermion) อนุภาคประเภทนี้จะมีสปิน (spin) เป็นจำนวนเต็มเศษครึ่ง (half integral spin) ซึ่งหมายถึงจำนวนเต็มที่มีเศษ $\frac{1}{2}$ เช่น $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ เป็นต้น และอนุภาคประเภทนี้อธิบายได้ด้วยสถิติเฟอร์มี-ดิแรก (Fermi-Dirac statistics) หรือพูดว่าเป็นอนุภาคที่ยอมตามสถิติเฟอร์มี-ดิแรก

2. โบซอน (Boson) อนุภาคประเภทนี้จะมีสปินเป็นจำนวนเต็ม (integral spin) เช่น $0, 1, 2, \dots$ เป็นต้น และอนุภาคประเภทนี้อธิบายได้ด้วยสถิติโบส-ไอน์สไตน์ (Bose-Einstein statistics) หรือพูดว่าเป็นอนุภาคที่ยอมตามสถิติโบส-ไอน์สไตน์

อนุภาคในแต่ละประเภทนี้ ยังจัดประเภทตามสมบัติอย่างอื่นได้อีก ดังสรุปไว้ในรูป 2.1 ในรูปจะเห็นว่าเฟอร์มิออนแบ่งเป็นพวกเลปตอน (lepton) และแบรีออน (baryon) ส่วนโบซอนแบ่งเป็นมีซอน (meson) และเกจโบซอน (gauge boson) ทั้งแบรีออนและมีซอนจะมีสมบัติร่วมกันและเรียกรวมกันว่าแฮดรอน (hadron) ดังการจำแนกอนุภาคในรูป 2.2 ที่แสดงให้เห็นการโยงใยของแต่ละประเภทอนุภาคด้วย และสมบัติของอนุภาคที่มีความสำคัญในทางฟิสิกส์นิวเคลียร์ได้ยกมาสรุปไว้ในตาราง 2.1



รูป 2.1 การจำแนกประเภทของเฟอร์มิออนและ โบซอน และตัวอย่างของอนุภาคในแต่ละประเภท (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 8)



รูป 2.2 การจำแนกประเภทของอนุภาค อนุภาคในแถวสุดท้ายถือว่าเป็นมูลฐาน (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 200)

ตามหลักฐานทางการทดลองบ่งชี้ว่าเลปตอน (เช่น อิเล็กตรอน, นิวตริโน เป็นต้น) เป็นอนุภาคมูลฐาน (fundamental particle) ซึ่งไม่มีโครงสร้างภายใน จึงบอกได้ว่าเป็นอนุภาคเหล่านี้เป็นอนุภาคจุด (point particle) อย่างแท้จริง และเราจะนำสมบัติของเลปตอนอย่างละเอียดมากกล่าวในหัวข้อ 2.4 ของบทนี้ ส่วนแบรียออนและมีซอนบ่งบอกถึงการมีโครงสร้างภายใน และเรียกรวมกันว่าแฮดรอน แฮดรอนไม่ใช่อนุภาคมูลฐาน แต่มีควาร์ก (quark) เป็นส่วนประกอบ อนุภาคในแต่ละประเภทที่อยู่ในแถวสุดท้ายของรูป 2.2 (เลปตอน, ควาร์ก และเกจโบซอน) นั้นเป็นอนุภาคมูลฐาน ยังมีสิ่งสำคัญที่บอกความแตกต่างระหว่างอนุภาค คือการเป็นมูลฐานและการ

เสถียร อิเล็กตรอนเป็นทั้งมูลฐานและเสถียร มิวออนเป็นมูลฐานแต่ไม่เสถียร โปรตอนเสถียรแต่ไม่เป็นมูลฐาน ขณะที่นิวตรอนเป็นทั้งไม่เป็นมูลฐานและไม่เสถียร

ตาราง 2.1 สมบัติที่สำคัญของอนุภาคซับซ้อนที่สำคัญในนิวเคลียร์ฟิสิกส์ (คัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 8)

อนุภาค	สัญลักษณ์	การจำแนกประเภท	เลขเลปตอน	เลขแบริออน	ประจุ (e)	มวล (MeV/c ²)	ช่วงชีวิต (s)
อิเล็กตรอน	e ⁻	เลปตอน	+1	0	-1	0.511	∞
โพสิตรอน	e ⁺	เลปตอน	-1	0	+1	0.511	∞
อิเล็กตรอนนิวทริโน	ν _e	เลปตอน	+1	0	0	≈0	∞
แอนติ-อิเล็กตรอนนิวทริโน	$\bar{\nu}_e$	เลปตอน	-1	0	0	≈0	∞
โปรตอน	p	แบริออน	0	+1	+1	938.28	>10 ³⁹
นิวตรอน	n	แบริออน	0	+1	0	939.57	898

2.2 การจัดประเภทและพิสัยของอันตรกิริยา (Classification and Ranges of Interaction)

อันตรกิริยาระหว่างอนุภาคจะอยู่ภายใต้อันตรกิริยารวมชาติสี่ชนิดที่สรุปแสดงอยู่ในตาราง 2.2 คืออันตรกิริยาโน้มถ่วง (gravitational interaction) ซึ่งอ่อนมากและกระทำต่อมวล จึงไม่เพียงพอที่จะมีบทบาทต่ออนุภาคซับซ้อนที่มีมวลน้อย, อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า (electromagnetic interaction) ซึ่งมีพิสัยยาวและมีผลต่อวัตถุขนาดมหภาค และนิวเคลียสไอด้วย, สำหรับอันตรกิริยาอย่างแรง (strong interaction) และอันตรกิริยาอย่างอ่อน (weak interaction) ซึ่งมีพิสัยสั้น และมีความสำคัญเฉพาะกับอนุภาคที่มีสเกลของขนาดเทียบเคียงกันกับขนาดของนิวเคลียสเท่านั้น. อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าจะกระทำบนวัตถุที่มีประจุ ส่วนอันตรกิริยาอย่างแรงและอย่างอ่อนจะกระทำบนอนุภาคบางชนิด ถึงแม้ว่าอันตรกิริยาอย่างอ่อนจะอ่อนมากและมีพิสัยสั้น (เทียบกับอันตรกิริยาอย่างแรง) แต่ก็มีความสำคัญอย่างมากต่อพฤติกรรมของนิวเคลียสเพราะมันว่ามันกระทำบนเลปตอนและแฮดรอน อันตรกิริยาอย่างแรงไม่กระทำบนเลปตอนดังนั้นอันตร

50 อนุภาคและอันตรกิริยา

กิริยาอย่างอ่อนจึงมีความสำคัญต่อการพิจารณาในหลาย ๆ กระบวนการที่เกี่ยวข้องเฉพาะกับเลปตอนเท่านั้น แม้กระนั้นก็ยังมียหลายกระบวนการที่เกี่ยวข้องเฉพาะกับแตรอนที่อันตรกิริยาอย่างอ่อนมีความสำคัญ

ตาราง 2.2 สมบัติของสี่อันตรกิริยาในธรรมชาติ ความแรงสัมพัทธ์กำหนดให้มีค่าหนึ่งหน่วยอยู่ในอันตรกิริยาอย่างแรง (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 9)

อันตรกิริยา	กระทำบน	ความแรง	พิสัย
อย่างแรง	แตรอน	1	10^{-15} m
แม่เหล็กไฟฟ้า	ประจุไฟฟ้า	10^{-2}	ยาว ($1/r^2$)
อย่างอ่อน	เลปตอน และ แตรอน	10^{-5}	10^{-18} m
โน้มถ่วง	มวล	10^{-39}	ยาว ($1/r^2$)

ตาราง 2.3 ปริมาณที่อนุรักษ์ (Y) และ ไม่อนุรักษ์ (N) ในอันตรกิริยาอย่างแรง, อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า, และอันตรกิริยาอย่างอ่อน (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 10)

ปริมาณ	อันตรกิริยา		
	อย่างแรง	แม่เหล็กไฟฟ้า	อย่างอ่อน
มวล/พลังงาน	Y	Y	Y
โมเมนตัมเชิงเส้น	Y	Y	Y
โมเมนตัมเชิงมุม	Y	Y	Y
ประจุ	Y	Y	Y
แพริตี	Y	Y	N
เลขเลปตอน	Y	Y	Y
เลขแบริออน	Y	Y	Y
รุ่นเลปตอน	Y	Y	Y
ไอโซสปิน	Y	N	N
สเตรนจ์เนส	Y	Y	N
ชาร์ม	Y	Y	N
บอตทอม	Y	Y	N
ทอป	Y	Y	N

2.3 กฎการอนุรักษ์ (Conservation Laws)

การวิเคราะห์อันตรกิริยาทางนิวเคลียร์ใด ๆ ได้มาจากการพิจารณาโดยใช้กฎการอนุรักษ์ปริมาณบางปริมาณ [ตัวอย่างเช่น โมเมนตัมเชิงมุม (angular momentum) เป็นต้น] เชื่อว่าอนุภาคในทุกกระบวนการ ขณะที่ปริมาณอื่นเช่นพาริตี (parity) อาจจะอนุรักษ์หรือไม่อนุรักษ์ก็ได้ ขึ้นกับธรรมชาติของอันตรกิริยา ในตาราง 2.3 เป็นสรุปของปริมาณที่อนุรักษ์ในอันตรกิริยาอย่างแรง, อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า, และอันตรกิริยาอย่างอ่อน ในตารางจะเห็นความแตกต่างได้อย่างเด่นชัดระหว่างอันตรกิริยาอย่างแรงกับอันตรกิริยาอย่างอ่อน ปริมาณบางชนิด [ตัวอย่างเช่น ไอโซสปิน (isospin), สเตรนจ์เนส (strangeness) เป็นต้น] ไม่อนุรักษ์ในกระบวนการที่ถูกกำกับโดยอันตรกิริยาอย่างอ่อน แต่ปริมาณเดียวกันนี้กลับอนุรักษ์ในกระบวนการที่เกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาอย่างแรงเมื่อใดที่อันตรกิริยาอย่างอ่อนบังเกิดขึ้น การไม่อนุรักษ์ของปริมาณเหล่านี้จะเป็นตัวยินยอมให้กระบวนการบางอย่าง (เช่นการสลายให้อนุภาค β) สามารถเกิดขึ้นได้

กระบวนการทางนิวเคลียร์จะต้องสอดคล้องกับกฎการอนุรักษ์ที่เหมาะสม มวล/พลังงาน และโมเมนตัมเชิงมุมจะต้องอนุรักษ์ในทุกกระบวนการทางนิวเคลียร์เช่นเดียวกับในกระบวนการทางมหภาค (macroscopic process) ที่เกี่ยวข้องอย่างยิ่งกับกระบวนการทางนิวเคลียร์คือ การอนุรักษ์ประจุ, เลขเลปตอน (lepton number), และเลขแบรีออน (baryon number) ซึ่งปริมาณเหล่านี้ของอนุภาคที่น่าสนใจแสดงอยู่ในตาราง 2.1

2.4 สมบัติของเลปตอน (Properties of Lepton)

เท่าที่รู้จักกันในปัจจุบัน เลปตอนมีอยู่หกชนิด และแต่ละเลปตอนมีแอนติเลปตอนของมันด้วย ดังสรุปอยู่ในตาราง 2.4 ซึ่งจะเห็นว่าเลปตอนอาจแบ่งออกเป็นสามกลุ่ม [เรียกว่ารุ่น (generation)] แต่ละรุ่นประกอบด้วยเลปตอนและนิวทริโนของมัน และการแบ่งแอนติเลปตอนก็เช่นเดียวกัน ยังอาจมีความไม่แน่นอนว่ารายการอนุภาคที่ให้ไว้ในตาราง 2.4 จะเป็นรายการที่ครอบคลุมเลปตอนที่เป็นไปได้ทั้งหมด แบบจำลองทางจักรวาลวิทยา (cosmological model) ของการก่อรูปของอนุภาคในเอกภพช่วงต้น บ่งชี้ว่าจำนวนรุ่นของเลปตอนถูกจำกัดอยู่ที่สี่รุ่นหรือน้อยกว่า ขณะที่หลักฐานบางประการจากการทดลอง บ่งบอกว่าเลปตอนมีทั้งหมดสามรุ่นตามที่บรรจุอยู่ในตาราง 2.4 ซึ่งในการอภิปรายในต่อ ๆ ไป เราจะสมมุติว่ารายการในตาราง 2.4 ถูกต้อง

การสลายของเลปตอนที่ไม่เสถียรเป็นหัวข้อที่มีความสำคัญ ที่รู้จักกันดีคือ การสลายของมิวออน (muon) [หรือแอนติมิวออน (antimuon)] ไปเป็นอิเล็กตรอน (หรือโพซิตรอน) ดังที่เขียน

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.1)$$

ตาราง 2.4 สมบัติของเลปตอนตัวที่เป็นที่รู้จัก (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 200)

เลปตอน	ปฏิยานุภาค	รุ่น	มวล (Mev/c ²)	ชั่วชีวิต(s)	การสลาย
e ⁻	e ⁺	e	0.511	∞	—
ν _e	$\bar{\nu}_e$		~0	∞	—
μ ⁻	μ ⁺	μ	105.7	3.2 × 10 ⁻⁶	μ ⁻ → e ⁻ + $\bar{\nu}_e$ + ν _μ
ν _μ	$\bar{\nu}_\mu$		~0	∞	—
τ ⁻	τ ⁺	τ	1784	4.9 × 10 ⁻¹³	τ ⁻ → e ⁻ + $\bar{\nu}_e$ + ν _τ τ ⁻ → μ ⁻ + $\bar{\nu}_\mu$ + ν _τ τ ⁻ → π ⁻ + ν _τ
ν _τ	$\bar{\nu}_\tau$		~0	∞	—

ในเรื่องการสลายให้อนุภาค β ทำให้เราเห็นว่าเลปตอนจะอนุรักษ์ในทุกกระบวนการ ในสมการ 2.1 นี้ยิ่งกวัดกันมากยิ่งขึ้นอีกว่าต้องเป็นไปตามกฎการอนุรักษ์ เราอาจแยกเลขเลปตอนออกเป็นเลขตามรุ่นมันคือ L_e, L_μ และ L_τ ในการสลายของมิวออนนี้แสดงให้เห็นว่า L_e และ L_μ จะต้องอนุรักษ์ และเป็นตัวกำหนดถึงการมีอยู่ของนิวทริโนสองชนิดที่อยู่ด้านขวามือของสมการ นับว่าการจำแนกรุ่นของเลปตอนทำได้เหมาะสมกับพื้นฐานของความเชื่อของเราว่าเลขรุ่นเลปตอน (เช่นเดียวกับเลปตอนรวม) จะต้องอนุรักษ์ เหมือนดังตัวอย่างการสลายให้อนุภาคบีตาของโปรตอน

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (2.2)$$

นิวทริโนสามารถเคลื่อนไปด้านซ้ายมือของสมการ และก็เกิดอันตรกิริยาของแอนตินิวทริโนกับโปรตอน :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (2.3)$$

กระบวนการในสมการ 2.3 เป็นที่รู้จักกันดี และมีการศึกษากันกว้างขวาง (แม้ว่าภาคตัดขวางของการเกิดจะต่ำ) จากการสังเกตทางการทดลองพบว่าบางครั้งมีวออนเกี่ยวข้องกับการสลายให้อนุภาคไพออน [สมบัติพื้นฐานของไพออน (หรือไพ-มิซอน) แสดงอยู่ในตาราง 2.5] คือการสลายของไพออนลบ (negative pion) จะผลิตแอนติมิวออนนิวทริโนออกมา ดังกระบวนการต่อไปนี้



ตาราง 2.5 สมบัติของไพออนที่สังเกตได้จากการทดลอง (คัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 201)

อนุภาค	ประจุ(e)	มวล (Mev/c ²)	สปิน	ชั่วชีวิต (s)	ผลิผล การสลาย
π^+	+1	139.57	0	2.6×10^{-8}	$\mu^+ + \nu_\mu$
π^-	-1	139.57	0	2.6×10^{-8}	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$
π^0	0	134.96	0	8.7×10^{-17}	$\gamma + \gamma$

เคยมีการใช้กระบวนการนี้ในทางการทดลอง เพื่อตรวจสอบการฝ่าฝืนกฎการอนุรักษ์ของเลขรุ่นเลปตอนของปฏิกิริยา ตัวอย่างเช่น



แต่ที่ทดลองกันมาก็ยังไม่ได้หลักฐานที่ชัดเจน ความแตกต่างระหว่างนิวทริโนกับแอนตินิวทริโนก็อาจเห็นได้จากปฏิกิริยาที่ล้มเหลวใน เช่น



ที่ฝ่าฝืนกฎการอนุรักษ์เลขเลปตอน

2.5 แผนภาพไฟน์แมน (Feynman Diagram)



ตามแนวคิดเชิงแบบฉบับ (classical standpoint) ถือว่าอันตรกิริยาระหว่างอนุภาค (หรือวัตถุ) เป็นผลของสนาม สนามที่เราสัมผัสได้โดยตรงในเชิงมหภาค ก็คือสนามโน้มถ่วง

(gravitation field) และสนามแม่เหล็กไฟฟ้า (electromagnetic field) จุดสำคัญของสนามแบบฉบับนี้ คือ พลังงาน หรือโมเมนตัมถ่ายโอนจากวัตถุหนึ่งไปยังวัตถุอื่นได้ ตัวอย่างของปรากฏการณ์เช่นนี้ที่ทราบกันดี ก็คือการเร่งของมวลในสนามโน้มถ่วง ส่วนแนวคิดในเชิงกลศาสตร์ควอนตัมจะถือว่าสนามเป็นควอนไทซ์ (quantize) หรือก้อน และก้อนของสนามคือโบซอน ตัวอย่างเช่นแสงแนวคิดเชิงแบบฉบับถือว่าแสงเป็นสนามแม่เหล็กและไฟฟ้า แต่แนวคิดในเชิงกลศาสตร์ควอนตัมถือว่าเป็นโฟตอน (photon) และหากเป็นโฟตอนที่มีส่วนร่วมอยู่ในอันตรกิริยา จะเรียกว่าสื่อกลาง (mediate) ของอันตรกิริยา นอกจากโฟตอนที่สื่อกลางของอันตรกิริยา และเรียกมันว่าเกจโบซอน (gauge boson) แล้วยังมีเกจโบซอนที่เป็นสื่อกลางอยู่ในอันตรกิริยาอื่น ๆ ในธรรมชาติอีก ซึ่งเรารู้จักกันว่าอันตรกิริยาในธรรมชาติมีสี่ชนิด เกจโบซอนของอันตรกิริยาทั้งสี่ชนิดแสดงในตาราง 2.6

ตาราง 2.6 เกจโบซอนของอันตรกิริยาที่เรารู้จักกันสี่ชนิด (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 202)

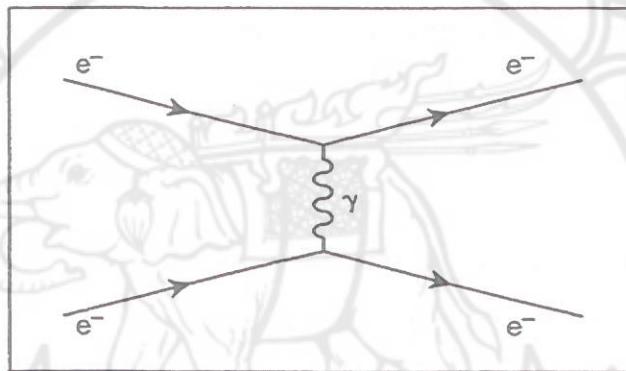
อันตรกิริยา	เกจโบซอน	มวล (Gev/c ²)	สปิน	กระทำบน
อย่างแรง	กลูออน	0	1	แฮดรอน
แม่เหล็กไฟฟ้า	γ	0	1	ประจุ
อย่างอ่อน	W^+, W^-, Z^0	80.4, 80.4, 91.2	1	เลปตอน และ แฮดรอน
โน้มถ่วง	แกรวิตอน	0	2	มวล

ตาราง 2.7 สัญลักษณ์ที่ใช้กับอนุภาคแต่ละชนิดในแผนภาพไฟน์แมน (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 203)

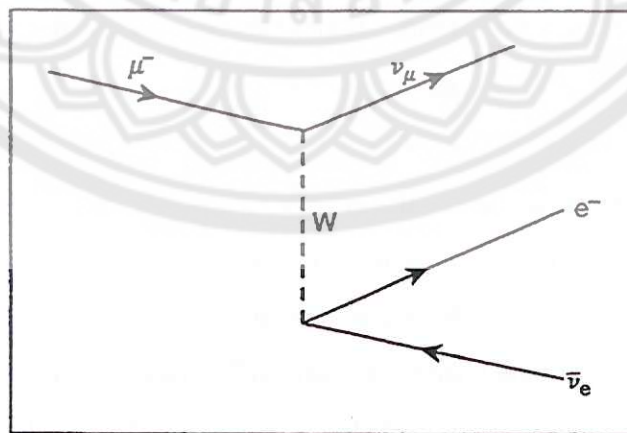
อนุภาค	สัญลักษณ์
เลปตอน, แบรีออน, มีซอนจริง	—
โฟตอน	
W^+, W^-, Z^0 , มีซอนเสมือน	- - -
กลูออน	

แผนภาพไฟน์แมน (Feynman) เป็นวิธีการแสดงอันตรกิริยาของอนุภาคทางสัญลักษณ์ ซึ่งนอกจากสะดวกแล้วยังสามารถใช้ในเชิงปริมาณได้อีก เช่นใช้ในการคำนวณภาคตัดขวาง ในที่นี้เราจะใช้แผนภาพไฟน์แมนแสดงความสัมพันธ์ระหว่างอนุภาคในอันตรกิริยาและกระบวนการ

สลาย ตาราง 2.7 เป็นสัญลักษณ์ที่ออกแบบขึ้นมาใช้กับอนุภาคชนิดต่าง ๆ ในแผนภาพไฟน์แมน ตัวอย่างแบบง่ายของแผนภาพไฟน์แมน ให้ดูที่อันตรกิริยาคูลอมบ์ระหว่างสองอิเล็กตรอนที่แสดงในรูป 2.3 อิเล็กตรอนจะแทนด้วยเส้นตรงที่มีลูกศรชี้บอกทิศทางการเคลื่อนที่ ในแผนภาพไฟน์แมนให้เวลาเพิ่มจากซ้ายไปขวา เกจโบซอน (โฟตอน) ที่เป็นสื่อกลางของอันตรกิริยาแทนด้วยเส้นหยัก เพราะว่าโฟตอนไม่มีประจุ (และมีเลขเลปตอนและเลขแบริออนเป็นศูนย์) จึงสามารถเคลื่อนที่ได้ทั้งสองทิศทาง อันตรกิริยาระหว่างสองอิเล็กตรอนที่แสดงในรูปเป็นอันตรกิริยาทางคูลอมบ์ที่เกิดจากการแลกเปลี่ยนโฟตอนเสมือน (virtual photon) สำหรับลูกศรนั้นจะใช้แทน



รูป 2.3 แผนภาพไฟน์แมนสำหรับอันตรกิริยาอิเล็กตรอน-อิเล็กตรอน ที่แสดงให้เห็นการแลกเปลี่ยนโฟตอนเสมือน (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 203)



รูป 2.4 แผนภาพไฟน์แมนสำหรับการสลายของมิวออนลบตามสมการ 2.1 (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 204)

แอนติเลปตอน (หรือแอนติเฟอร์มิออนด้วย) แต่จะให้ซึ่กลับทิศเป็นทำนองว่าอนุภาคเหล่านี้เคลื่อนที่
ย้อนเวลา ดังจะเห็นในแผนภาพ 2.4 ที่อยู่ถัดไป ซึ่งเป็นแผนภาพไฟน์แมนสำหรับการสลายของ
มิวออนลบตามสมการ 2.1

การอนุรักษ์ของมวล/พลังงาน, โมเมนตัมเชิงเส้น, โมเมนตัมเชิงมุม, เลขเลปตอน, เลข
รุ่นเลปตอน, เลขแบริออน, เลขควาร์ก, และประจุ จะใช้กับทุกอนุภาคในปฏิกิริยาหรือการสลาย
กฎการอนุรักษ์เหล่านี้สามารถใส่ไว้ที่จุดรวม (จุดยอด) ของแผนภาพไฟน์แมน และอนุภาคที่เป็น
ตัวทำให้กฎการอนุรักษ์สำเร็จ ส่วนใหญ่จะมีสัญลักษณ์เป็นเส้นตรงไปข้างหน้า อย่างไรก็ตาม
การอนุรักษ์มวล/พลังงานยังมีคำอธิบายเพิ่มเติมคือ โดยทั่วไปถ้าหากว่ามวลของอนุภาคที่ตกลง
เท่ากับมวลเดิมของมันตอนที่มันเป็นอนุภาคอิสระ การอนุรักษ์ก็จะไม่สามารถเป็นไปได้อันอนุภาค
ที่ตกลงนี้ไม่สอดคล้องกับความสัมพันธ์ของไอน์สไตน์

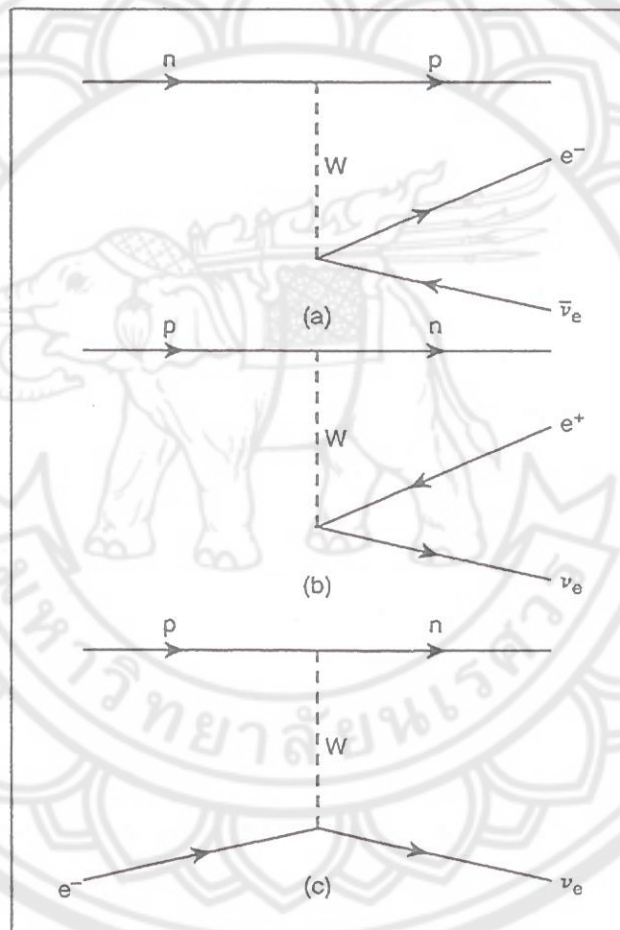
$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (2.7)$$

และบางครั้งเรียกว่าอนุภาคที่ตกลงนี้ว่าเป็นชั้นมวลที่ลอกออกมา (off the mass shell) อนุภาคที่
ยอมตามสมการ 2.7 จะต้องเรียกว่าอนุภาคจริง (real particle) และอนุภาคที่ไม่ยอมตามจะเรียกว่า
อนุภาคเสมือน (virtual particle) ซึ่งโดยทั่วไปในแผนภาพไฟน์แมนจะแทนอนุภาคจริงด้วย
เส้นตรงที่มีปลายด้านหนึ่งเป็นอิสระ ปลายอีกด้านหนึ่งอยู่ที่จุดรวม ขณะที่อนุภาคเสมือนปลายทั้ง
สองด้านจะอยู่ที่จุดรวม การอนุรักษ์โมเมนตัมเชิงมุมมีส่วนสำคัญอย่างมากต่อการสร้างแผนภาพ
ไฟน์แมน ย้อนดูแผนภาพไฟน์แมนที่แสดงในรูป 2.4 จุดรวมที่อยู่ในแผนภาพจะเป็นจุดรวมของ
ปลายเส้นของเฟอร์มิออน (เลปตอน) สองเส้น และปลายเส้นของโบซอนหนึ่งเส้น กฎการอนุรักษ์
โมเมนตัมเชิงมุมกำหนดว่า ผลรวมแบบเวกเตอร์ของสปินของอนุภาคจะต้องเป็นปริมาณที่อนุรักษ์
ดังนั้นจึงจำเป็นที่สปินจำนวนเต็มครึ่ง (half integer spin) ของเฟอร์มิออนจะถูกจ่ายออกไปจำนวน
หนึ่งคู่ เพื่อให้ไปเป็นสปินจำนวนเต็มของโบซอน

การสาธิตวิธีการสร้างแผนภาพไฟน์แมนที่เหมาะสม ให้ดูจากแผนภาพไฟน์แมนของ
การสลายมิวออนลบตามสมการ 2.1 ที่แสดงอยู่ในรูป 2.4 การอนุรักษ์ของเลปตอนที่จุดรวมใน
แผนภาพเป็นตัวกำหนดให้อันตรกิริยาอย่างอ่อนเปลี่ยนมิวออนให้เป็นนิวทริโนของมัน และสร้างคู่
ของอิเล็กตรอน-แอนตินิวทริโนขึ้นมาหนึ่งคู่ ซึ่งทั้งหมดก็คือ กฎจุดรวม (vertex rule) ที่กล่าว
โดยทั่วไปว่าว่าเกจโบซอนชนิดที่มีประจุจะเปลี่ยนเลปตอนให้ไปเป็นนิวทริโนของมัน หรือสร้างคู่
ของอิเล็กตรอน-แอนตินิวทริโนขึ้นมาหนึ่งคู่

แผนภาพไฟน์แมนของการสลายให้อนุภาค β แสดงอยู่ในรูป 2.5 สำหรับการสลายให้
อนุภาค β^+ และ β^- เกจโบซอนอย่างอ่อนจะทำให้เกิดคู่ของเลปตอน-แอนตินิวทริโนขึ้นมาหนึ่งคู่

เกจโบซอนอย่างอ่อนซึ่งเป็น W^+ และ W^- แสดงในแผนภาพเป็นเส้นประ และในแต่ละกรณีการอนุรักษ์ประจุจะต้องมีอยู่ที่จุดรวม การเปรียบเทียบแผนภาพของการสลายให้อนุภาคบีตา $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ และการจับยึดอิเล็กตรอน $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ ที่อยู่ในรูป 2.4 แสดงรายละเอียดที่น่าสนใจคือ การเคลื่อนที่ของเลปตอนจากทางขวามือมาทางซ้ายมือของสมการ ได้เปลี่ยนตัวมันไปเป็นปฏิยานุภาคของตัวเอง เป็นผลทำให้เกิดเงาของการสะท้อนรอบจุดรวม



รูป 2.5 แผนภาพไฟน์แมนสำหรับการสลาย β (a) การสลาย β^- : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, (b) การสลาย β^+ : $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ (c) การจับยึดอิเล็กตรอน: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 205)

เอกสารอ้างอิง

- Arya, A. P. (1970) *Elementary Modern Physics*, Addison-Wesley, Phillipines.
- Arya, A. P. (1968) *Fundamental of Nuclear Physics*, 2nd Edit, Allyn and Bacon, Boston.
- Burcham, W. E. and Jobes, M (1995) *Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Das, A. and Ferbel T. (1994) *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Devanathan V. (2006) *Nuclear Physics*, Narosa Publish House, New Delhi.
- Dunlap, R. D. (2004) *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004.
- Halzen, F and Martin, A. D. (1984) *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York.
- Henley E. M. and Garcia A. (2007) *Subatomic Physics*, 3rd Edit, World Scientific, New Jersey.
- Griffiths, D. (2008) *Introduction to Elementary Particles*, Wiley, New York.
- Perkins, D. H. (2000) *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edit, Cambridge University Press, Cambridge.
- Seiden, A. (2005) *Particle Physics : A Comprehensive Introduction*, Addison-Wesley, San Francisco.

แบบฝึกหัด

- 2.1 จากการสังเกตกระบวนการในสมการ 2.6 มีนัยว่าการการสลาย β ซ้อน (double β -decay) แบบไร้นิวทริโนมีได้จริง ให้อธิบายเหตุผลของความเป็นไปได้นี้

2.2 ทำตามตามเส้นในรูป 2.5 ให้สร้างแผนภาพสำหรับ

- (a) การจับยึดอิเล็กตรอนนิวทริโนโดยนิวตรอน
- (b) การจับยึดโพสิตรอนนิวทริโนโดยนิวตรอน
- (c) การจับยึดแอนตินิวทริโนโดยโปรตอน

2.3 ให้คำนวณหาค่า Q สำหรับการสลายให้อนุภาคเลปตอนที่อยู่ในตาราง 2.4

2.4 อนุภาคไม่เสถียรมักจะอุบัติขึ้นบ่อย ๆ จากการชนที่พลังงานสูง และมันจะมีสัมพัทธภาพสูงในตัวเอง สิ่งที่น่าสนใจก็คือระยะทางที่อนุภาคเคลื่อนที่ไปได้ก่อนที่มันจะสลายไป ให้คำนวณหาระยะทางเฉลี่ยที่เดินทางไปได้ของเลปตอนไม่เสถียรที่อยู่ในตาราง 2.4 โดยอนุภาคเหล่านี้เป็นอนุภาคเชิงสัมพัทธภาพ

2.5 ช่วงชีวิตของสถานะที่อายุสั้น บางครั้งกำหนดหน่วยของมันในรูปของหน่วยพลังงาน ซึ่งเป็นส่วนกว้าง (width) ของพลังงานของเรโซแนนซ์ (resonance) ที่สถานะนั้น จงคำนวณหาช่วงชีวิตในหน่วยของเวลา ของสถานะที่มีส่วนกว้างของพลังงานของเรโซแนนซ์ (a) 1 keV, (b) 1 MeV, และ (c) 1 GeV

2.6 ให้อธิบายแนวโน้มที่สังเกตได้จากช่วงชีวิตของไพออนที่กำหนดไว้ในสมการ 2.5

บทที่ 3

แบบจำลองมาตรฐาน (STANDARD MODEL)

3.1 หลักฐานของควาร์ก (Evidence for Quarks)

แบบจำลองควาร์ก (Quark Model) รุ่นแรกสุด อยู่บนสมมุติฐานว่า มีอนุภาคควาร์ก และมีสามชนิด (และมีแอนติควาร์กของควาร์กทั้งสามชนิดด้วย) ซึ่งก็เพียงพอต่อการใช้อธิบายสมบัติของแตรอนที่รู้จักกันในเวลานั้น และด้วยเหตุที่แบริออนและมีซอนมีควาร์กเป็นส่วนประกอบ ทำให้แน่ชัดว่าควาร์กจะต้องเป็นพวกเฟอร์มิออน กฎการอนุรักษ์โมเมนตัมเชิงมุมบ่งชี้ว่า มีความเป็นไปได้ที่ทั้งเฟอร์มิออนหรือโบซอนอาจเกิดจากการรวมกันของเฟอร์มิออน แต่เป็นไปได้ที่จะสร้างเฟอร์มิออนขึ้นมาจากการรวมกันของโบซอน

มีหลักฐานเชิงการทดลองที่พิจารณาได้ว่าแตรอนทำขึ้นมาจากอนุภาคหลักมูล (คล้ายจุด) เช่นเดียวกับเลปตอนหลักมูล ถึงแม้ว่าหลักฐานส่วนใหญ่จะเป็นหลักฐานทางอ้อมเสียมาก แต่ก็พอที่จะรวบรวมมาใช้สนับสนุนแบบจำลองควาร์กได้ ซึ่งเราจะเกริ่นถึงหลักฐานส่วนหนึ่งที่รวบรวมมา ดังต่อไปนี้

การผลิตมีซอนที่เป็นกลาง (Neutral Meson Production)

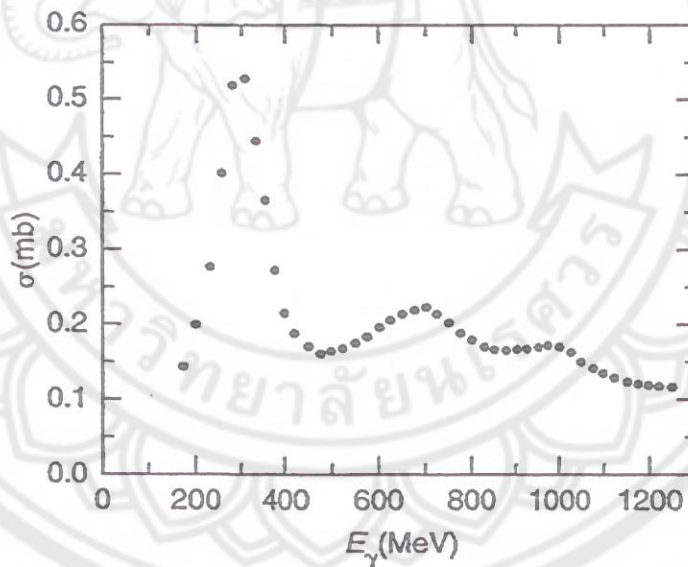
อันตรกิริยาของอิเล็กตรอนพลังงานสูงกับโปรตอน que ผลิตมีซอนที่เป็นกลางทางประจุ ที่เรารู้จักกันดี คือ



ถ้าเรารู้ว่าโปรตอนเป็นอนุภาคหลักมูลที่ไร้โครงสร้างเช่นเดียวกับอิเล็กตรอน ปฏิกริยานี้ก็จะอธิบายได้ยากมาก

สถานะถูกกระตุ้นของโปรตอน (Excited States of the Proton)

ในการดูคลื่นโฟตอนของอะตอม จะพบว่าภาคตัดขวางของการดูดกลืนมีค่าสูงมากตรงที่ตำแหน่งของพลังงานที่สมนัยได้กับสถานะถูกกระตุ้น การมีสถานะถูกกระตุ้นของอะตอมเช่นนี้เป็นผลมาจากการที่อะตอมเป็นระบบยึดเหนี่ยว (bound system) ที่ยึดอนุภาคมากกว่าหนึ่งอนุภาคไว้ด้วยกันประกอบเป็นอะตอม ซึ่งเมื่อพิจารณาภาคตัดขวางของการดูดกลืนโฟตอนพลังงานสูงของโปรตอน ก็พบว่ามันมีลักษณะคล้ายกันกับของอะตอม แสดงว่าโปรตอนเป็นสถานะยึดเหนี่ยวที่ยึดอนุภาคมากกว่าหนึ่งอนุภาคเข้าไว้ด้วยกันประกอบเป็นโปรตอนเช่นเดียวกันกับอะตอม ผลการทดลองบางการทดลองดังกล่าว แสดงดังในรูป 3.1 ซึ่งในรูปจะเห็นภาคตัดขวางมียอดสูงมากตรงที่พลังงานเกือบ 300 Mev ที่สถานะพลังงานนี้สมนัยได้กับอนุภาค Δ^+ ซึ่งเป็นแบรีออนที่มีมวล $1231 \text{ Mev}/c^2$ (นั่นคือเป็นมวลของโปรตอน $938 \text{ Mev}/c^2$ บวกกับมวลที่ได้มาจากโฟตอนอีก $293 \text{ Mev}/c^2$) ผลการทดลองนี้แสดงว่า Δ^+ เป็นสถานะถูกกระตุ้นของโปรตอนที่สมนัยกับสถานะควาย



รูป 3.1 ภาคตัดขวางการดูดกลืนโฟตอนของโปรตอน (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 208)

โมเมนต์แม่เหล็กของนิวตรอน (Neutron Magnetic Moment)

นิวตรอนเป็นอนุภาคไม่มีประจุจึงไม่ควรจะมีโมเมนต์แม่เหล็ก แต่การทดลองพบว่านิวตรอนมีโมเมนต์แม่เหล็ก แสดงว่านิวตรอนมีโครงสร้างภายในเป็นอนุภาคมีประจุ ที่แจกแจงอยู่ภายในนิวตรอน

การกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่นลึกของอิเล็กตรอน (Deep Inelastic Scattering of Electron)

ข้อสรุปและหลักฐานส่วนใหญ่ที่แสดงถึงการมีควาร์ก ได้มาจากการทดลองการกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่นลึก (deep inelastic scattering) ซึ่งส่วนใหญ่ก็จะเป็นการกระเจิงของอิเล็กตรอนพลังงานสูงกับโปรตอน การทดลองเหล่านี้ทำตามการทดลองการกระเจิงของอนุภาคแอลฟาของรัทเทอร์ฟอร์ด (Rutherford) ที่ใช้ศึกษาโครงสร้างของอะตอม และการทดลองใช้อนุภาคตกกระทบพลังงานสูงศึกษาโครงสร้างของนิวเคลียสในเวลาถัดมา การแยกเชิงพื้นที่ (spatial resolution) ของการทดลองการกระเจิง ถูกกำหนดด้วยความยาวคลื่นเดอบรอยล์ (De Broglie wavelength) ของอนุภาคตกกระทบ

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (3.2)$$

เพราะฉะนั้นการตรวจสอบโครงสร้างของอนุภาคที่มีขนาดเล็กมากด้วยวิธีการกระเจิง ก็จะต้องใช้อนุภาคพลังงานสูงมาเป็นตัวตรวจสอบ อิเล็กตรอนที่มีพลังงาน 10 GeV จะมีความยาวคลื่นเดอบรอยล์ประมาณ 0.1 fm (ราวหนึ่งในสิบเท่าของรัศมีโปรตอน) เพราะฉะนั้นในการทดลองการกระเจิงหากยังใช้อิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูงมากขึ้น ไปจนถึง 100 GeV ก็จะได้รายละเอียดของโครงสร้างมากขึ้น ผลการทดลองเหล่านี้ได้ข้อสรุปว่า

1. โปรตอนประกอบไปด้วยอนุภาคคล้ายจุด สามอนุภาค
2. อนุภาคเหล่านี้มีประจุ $-\frac{1}{3}$ และ $+\frac{2}{3}$ เท่า ของประจุอิเล็กตรอน
3. อนุภาคเหล่านี้เป็นเฟอร์มิออนที่มีสปิน $\frac{1}{2}$

3.2 ส่วนประกอบของแฮดรอนเบา (Composition of Light Hadron)

ควาร์กทั้งสามชนิด (และแอนติควาร์กทั้งสามของมัน) ที่มีอยู่ตามแบบจำลองต้นแบบ (original model) ได้แก่ควาร์ก อัป, ดาวน์, และสเตรนจ์ มีรายละเอียดแสดงอยู่ในตาราง 3.1 [ต่อมามีเพิ่มเติมมาอีกสามชนิดคือ ชาร์ม, บ๊อตทอม, และท๊อป] การจำแนกชนิดของควาร์กในทางกลศาสตร์ควอนตัม จะเรียกชนิดของควาร์กที่จำแนกออกมาว่าเป็น เฟลเวอร์ (flavor) [หรือ กลิ่นหรือรส] แบริออนประกอบไปด้วยสามควาร์ก และแอนติแบริออนประกอบไปด้วยสาม

แอนติควาร์ก ส่วนมีซอนประกอบไปด้วยควาร์กและแอนติควาร์ก ดังนั้นเป็นผลให้เข้าใจได้ไม่ยากว่าแบรีออนจะต้องเป็นเฟอร์มิออน และมีซอนจะต้องเป็นโบซอน การที่แบรีออนและมีซอนจำนวนมากมาประกอบไปด้วยควาร์กสามเฟลเวอร์ (หรือสามชนิด) อันนี้มาจากความจริงที่ว่า ควาร์กที่เฟลเวอร์ต่างกันก็สามารถประกอบกันได้ และสถานะถูกยึดเหนี่ยวนี้ก็สามารถมีได้ในสถานะเชิงควอนตัมต่าง ๆ

ตาราง 3.1 สมบัติของควาร์ก, T_3 , S , C , B' , และ T' แทนไอโซสปิน (isospin), สเตรจเนสส์ (strangeness), ชาร์ม (charm), บอตทอมเนสส์ (bottomness), และท็อปเนสส์ (topness) ตามลำดับ (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 209)

ควาร์ก	สัญลักษณ์	ประจุ (e)	มวล (Gev/c ²)	T_3	S	C	B'	T'
อัป	u	+2/3	0.0035	+1/2	0	0	0	0
ดาวน์	d	-1/3	0.0061	-1/2	0	0	0	0
สเตรนจ์	s	-1/3	0.12	0	-1	0	0	0
ชาร์ม	c	+2/3	1.35	0	0	+1	0	0
บอตทอม	b	-1/3	5.3	0	0	0	-1	0
ท็อป	t	+2/3	176	0	0	0	0	+1

ตาราง 3.2 แสดงสมบัติของมีซอนเบา (light meson) ที่ประกอบด้วยควาร์ก อัป (up), ดาวน์ (down), และสเตรนจ์ (strange) [หรือแอนติควาร์กของมัน] ควาร์กที่ประกอบกันเป็นอนุภาคจะแสดงไว้ในเวกเตอร์สถานะ (state vector) ทางกลศาสตร์ควอนตัม จากในตารางจะสังเกตเห็นว่าบางอนุภาค (ตัวอย่างเช่น π^0) แทนด้วยการรวมเชิงเส้น (linear combination) ของสถานะแต่ละเฟลเวอร์ของควาร์ก

ในตารางยังแสดงสิ่งที่น่าสนใจคือความสัมพันธ์ระหว่างมีซอนประจุบวก, มีซอนประจุลบ, และมีซอนที่เป็นกลางทางประจุ กระบวนการสังยุคประจุ (charge conjugate) เป็นตัวเปลี่ยนควาร์กเป็นแอนติควาร์กหรือกลับกัน เนื่องจากมวลของควาร์กและแอนติควาร์กในเฟลเวอร์เดียวกันเท่ากัน ดังนั้นการสังยุคประจุจึงปล่อยมวลของอนุภาคไว้โดยไม่ไปเปลี่ยนแปลง นอกจากนี้ ในตารางยังบ่งชี้ว่า การสังยุคประจุเป็นตัวเปลี่ยนมีซอนประจุบวกให้เป็นมีซอนประจุลบหรือกลับกันโดยมวลยังคงเดิม อนุภาคทั้งสองนี้เป็นปฏิยานุภาค (antiparticle) ของกันและกัน ส่วนมีซอนเป็นกลางจะประกอบไปด้วยควาร์กและแอนติควาร์กของมันเอง จะถูกเรียกว่าเป็นสังยุคประจุโดยตัวเอง (self-conjugate) และเป็นปฏิยานุภาคโดยตัวของมันเองด้วย

ตาราง 3.2 สมบัติของมีซอนเบา (คัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 210)

ควาร์ก	สปิน 0 ($^1S_0, J^\pi=0^-$)			สปิน 1 ($^3S_1, J^\pi=1^-$)		
	อนุภาค	ประจุ (e)	มวล (Mev/c ²)	อนุภาค	ประจุ (e)	มวล (Mev/c ²)
$ u\bar{d}\rangle$	π^+	+1	140	ρ^+	+1	770
$\frac{1}{\sqrt{2}} d\bar{d}-u\bar{u}\rangle$	π^0	0	135	ρ^0	0	770
$ \bar{u}d\rangle$	π^-	-1	140	ρ^-	-1	770
$\frac{1}{\sqrt{2}} d\bar{d}-u\bar{u}\rangle$	η	0	549	ω	0	783
$ u\bar{s}\rangle$	K^+	+1	494	K^{*+}	+1	892
$ d\bar{s}\rangle$	K^0	0	498	K^{*0}	0	892
$ \bar{u}s\rangle$	K^-	-1	494	K^{*-}	-1	892
$ \bar{d}s\rangle$	\bar{K}^0	0	498	\bar{K}^{*0}	0	892
$ s\bar{s}\rangle$	η'	0	958	ϕ	0	1020

มีซอนมีสมบัติแตกต่างจากแบรีออน เป็นผลมาจากความจริงคือมันเป็นโบซอน แต่สิ่งที่เราสนใจจะพิจารณาโดยทั่วไปก็คือระบบถูกยึดเหนี่ยวควาร์ก-แอนติควาร์ก (bound quark-antiquark system) เราจะแสดงโมเมนตัมเชิงมุมของของคู่ควาร์ก-แอนติควาร์กในพจน์ของเลขควอนตัม L, S และ J สัญลักษณ์ในทางสเปกโทรสโกปีเขียนเป็น $^{2S+1}L_J$ และเพื่อความสะดวกก็จะใช้อักษร S, P, D, ... แทน $L=0, 1, 2, \dots$ เพราะว่า J เป็นผลรวมแบบเวกเตอร์ของ L และ S ขนาดของ J จึงมีค่าอยู่ระหว่าง

$$|L-S| \leq J \leq L+S \tag{3.3}$$

เนื่องจากควาร์กและแอนติควาร์กเป็นเฟอร์มิออนที่มีสปิน $\frac{1}{2}$ ดังนั้นสปินรวมของมีซอนจะต้องเป็น 0 หากสปินของสองควาร์กขนานสวน (antiparallel) กัน และจะต้องเป็น 1 หากขนาน (parallel) กัน ตัวอย่างของสถานะโมเมนตัมเชิงมุมบางสถานะของมีซอน แสดงอยู่ในตาราง 3.3 เมื่อค่า L เป็น 0 หรือ 1, ค่า S เป็น 0 หรือ 1 และค่า J ถูกบังคับด้วยสมการ 3.3 ค่ามากของ L ยังเป็นไปได้ที่อาจเกิดจากการบังคับให้อนุภาคให้มีสปินเรียงขึ้นไปในทิศขนานกัน บางครั้งสถานะเหล่านี้จะถูกระบุเป็นโมเมนตัมเชิงมุมรวม J และแพริติ π โดยเขียนเป็น J^π คำถามเกี่ยวกับแพริติรวมของมีซอนกำลังเป็นที่สนใจอย่างมาก แพริติของคู่ควาร์ก-แอนติควาร์กที่ยึดเหนี่ยวกันอยู่และมี

ตาราง 3.3 สถานะของมีซอน สำหรับ $L=0$ และ 1 (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 211)

สัญกรณ์	L	S	J	π
1S_0	0	0	0	-
3S_1	0	1	1	-
1P_1	1	0	1	+
3P_0	1	1	0	+
3P_1	1	1	1	+
3P_2	1	1	2	+

โมเมนตัมเชิงมุมวงโคจร (orbital angular momentum) L จะถูกกำหนดด้วย $(-1)^{L+1}$ สถานะของมีซอนที่วางต่ำ (low-lying meson state) เป็นของพวกที่มีมวลน้อย และถูกนำมาแสดงไว้ในตาราง 3.2 โดยทั้งหมดสมนัยกับ $L=0$ มีซอนที่มีสปิน 0 จะอยู่ในสถานะ 1S_0 (หรือ 0^-) ส่วนมีซอนที่มีสปิน 1 จะอยู่ในสถานะ 3S_1 (หรือ 1^-) เหมือนดังที่เคยอธิบายในตาราง 3.3 มาแล้ว มีซอนที่ประกอบไปด้วยควาร์กเหมือนกัน แต่สถานะสปินต่างกัน บางครั้งจะชี้ความแตกต่างโดยใส่เครื่องหมายคอกกันเพิ่มไว้ที่ดัชนีบนของชื่ออนุภาคตัวที่มีสถานะสปินสูงกว่า เพื่อแสดงว่าอยู่ในสถานะถูกกระตุ้น ตัวอย่างเช่น K^{*0} กับ K^0 ในแผนภาพต่าง ๆ บางทีก็ใส่มวลของอนุภาคในหน่วย Mev/c^2 เพิ่มไว้ที่ชื่อของอนุภาคด้วย เช่น $\rho(1450)$ กับ $\rho(770)$ การเพิ่มขึ้นของมวลที่สอดคล้องกับสถานะสปินที่เพิ่มขึ้นที่เห็นได้อย่างชัดเจนตามที่แสดงอยู่ในตาราง 3.2 เป็นหลักฐานสำหรับอันตรกิริยาสปิน-สปินในสัคย์

สมบัติของแบรีออนที่ก่อรูปมาจากควาร์ก อัป, ดาวน์, และสเตรนจ์ แสดงในตาราง 3.4 ควาร์กที่มีสปิน $\frac{1}{2}$ สามควาร์ก จะให้สปินรวมเป็น $\frac{1}{2}$ (สองควาร์กขนานกัน อีกหนึ่งควาร์กขนานสวน) หรือ $\frac{3}{2}$ (ขนานกันทั้งสามควาร์ก) ดังที่ได้เคยอภิปรายข้างบน จึงเป็นไปได้ที่ค่าโมเมนตัมเชิงมุมรวมของสถานะยึดเหนี่ยวสามควาร์ก จะสัมพันธ์กับสปินและโมเมนตัมเชิงมุมวงโคจร ดังตัวอย่างบางส่วนที่แสดงอยู่ในตาราง 3.5 แพรดิของสถานะ L ของแบรีออนกำหนดให้โดย $(-1)^L$ อนุภาคที่แสดงอยู่ในตาราง 3.4 อยู่ในสถานะ $L=0$ ซึ่งก็หมายความว่าแบรีออนสปิน $\frac{1}{2}$ จะอยู่ที่สถานะ $^2S_{1/2}$ (หรือ $\frac{1}{2}^+$) ซึ่งก็หมายความว่าแบรีออนสปิน $\frac{3}{2}$ จะอยู่ที่สถานะ $^4S_{3/2}$ (หรือ $\frac{3}{2}^+$) ใน ตอนท้ายนี้เราจะหมายเหตุไว้ว่า การรวมควาร์กชนิดเดียวกันจะไม่ได้รับอนุญาติให้มีในสถานะหนึ่ง ๆ เช่นสถานะสปิน $\frac{1}{2}$ ของ uuu เป็นต้น

ตาราง 3.4 สมบัติของแบรีออนเบา (คัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 212)

ควาร์ก	สปิน 1/2 (${}^2S_{1/2}, J^P = 1/2^+$)			สปิน 3/2 (${}^4S_{3/2}, J^P = 3/2^+$)		
	อนุภาค	ประจุ (e)	มวล (MeV/c ²)	อนุภาค	ประจุ (e)	มวล (MeV/c ²)
uuu>	—	—	—	Δ^{++}	+2	1230
uud>	p	+1	938	Δ^+	+1	1231
udd>	n	0	940	Δ^0	0	1232
ddd>	—	—	—	Δ^-	-1	1234
$\frac{1}{\sqrt{2}} ud - du>$ s	Λ	0	1116	—	—	—
uus>	Σ^+	+1	1189	Σ^{*+}	+1	1383
$\frac{1}{\sqrt{2}} ud + du>$ s	Σ^0	0	1192	Σ^{*0}	0	1384
dds>	Σ^-	-1	1197	Σ^{*-}	-1	1387
uss>	Ξ^0	0	1315	Ξ^{*0}	0	1532
dss>	Ξ^-	-1	1321	Ξ^{*-}	-1	1535
sss>	—	—	—	Ω^-	-1	1672

ตาราง 3.5 สถานะโมเมนตัมเชิงมุมของแบรีออน สำหรับ $L = 0$ และ 1 (คัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 212)

สัญกรณ์	L	S	J	π
${}^2S_{1/2}$	0	1/2	1/2	+
${}^4S_{3/2}$	0	3/2	3/2	+
${}^2P_{1/2}$	1	1/2	1/2	-
${}^2P_{3/2}$	1	1/2	3/2	-
${}^4P_{1/2}$	1	3/2	1/2	-
${}^4P_{3/2}$	1	3/2	3/2	-
${}^4P_{5/2}$	1	3/2	5/2	-

แอนติแบรีออนก่อรูปมาจากการรวมสามแอนติควาร์ก และอาจถือได้ว่าแอนติแบรีออนเกิดจากการสังยุคประจุกับแบรีออนของมัน ดังจะสังเกตได้จากในตาราง 3.4 และในทุกกรณี

แอนติควาร์กจะมีมวลเหมือนกับแบริออนของมัน แต่ประจุจะเปลี่ยนเป็นตรงข้าม (ถ้าเป็นกรณีที่เป็นแบริออนมีประจุ) เพรตติของแอนติแบริออนในสถานะโมเมนตัมเชิงมุมวงโคจร L กำหนดให้โดย $(-1)^{L+1}$ แบริออนที่เป็นกลางจะไม่ส่งยุคประจุในตัวเอง และแบริออนชนิดประจุบวกและชนิดประจุลบของบางแบริออนมวลคล้ายกัน (แต่ไม่เหมือนกัน) ซึ่งก็จะไม่ใช่ปฏิยานุภาคของมัน และกัน

3.3 ส่วนประกอบของแฮดรอนหนัก (Composition of Heavy Hadron)

การพิจารณารายละเอียดของมิซอนหนักและแบริออนหนัก เราต้องการมีควาร์กหนักเพิ่มเข้ามาอีก เพราะว่ำนับตั้งแต่แบบจำลองรุ่นเริ่มต้น ควาร์กที่เราเพิ่มเติมเข้ามามีสามควาร์ก คือ ชาร์ม, บอตทอม, และท็อป ซึ่งระบุอยู่ในตาราง 3.1 ซึ่งบางคนใช้ชื่อ “บิวตี้ (beauty)” แทน “บอตทอม” และ “ทรูธ (truth)” แทน “ท็อป”

อนุภาคมิซอนจำนวนหนึ่งก่อรูปมาจากควาร์ก (หรือแอนติควาร์ก) หนึ่งชนิด หรือมากกว่า มิซอนเหล่านี้ที่เคยถูกสังเกตทางการทดลองได้สรุปมาไว้ในตาราง 3.6 มวลที่ให้ไว้ในตารางเป็นมวลสถานะพื้นที่มีสปิน 0 แต่โดยส่วนใหญ่สถานะถูกกระตุ้นมวลมาก จะถูกสังเกตด้วย สถานะ $c\bar{c}$ ที่ปรกติเรียกว่าชาร์มอเนียมถูกค้นพบเป็นครั้งแรกใน ค.ศ. 1974 พร้อมกันนั้นการทดลองโดยใช้อิเล็กตรอน-โพสิตรอน คอลไลเดอร์ (electron-positron collider) ที่เครื่องเร่งเชิงเส้นสแตนฟอร์ด (Stanford Linear Accelerator) และการทดลองเกี่ยวกับการชนของโปรตอนกับนิวคลีไอเบาที่ห้องปฏิบัติการแห่งชาติบรูคเฮเวน (Brookhaven National Laboratory) ได้ให้หลักฐานของชาร์มอเนียมเกือบจะทันที นักวิจัยก่อน ๆ ให้ชื่อมิซอนตัวใหม่นี้ว่า ψ ขณะที่ต่อมามันถูกเรียกว่า J/ψ การโต้แย้งเรื่องชื่อมีมาหลายปี จนกระทั่งในปัจจุบันนิยมเรียกว่า เหมือนกับที่อยู่ในตาราง

มิซอนประกอบไปด้วยควาร์กมวลหนักที่สุด, ท็อป, ถูกรายงานเป็นครั้งแรกจากการทดลองอย่างต่อเนื่องของเฟอร์มิแลป (Fermilab) ใน ค.ศ. 1994 แต่มีการทำนายทางทฤษฎีของการมีท็อปควาร์กกระทำล่วงหน้ามาก่อนแล้ว การทดลองที่เฟอร์มิแลปจะใช้การชนระหว่างโปรตอนพลังงานสูงกับกับแอนติโปรตอนเพื่อผลิตแฮดรอนมวลหนักชนิดต่าง ๆ ในการทดลองนั้นมีจำนวนน้อยครั้งมากที่การก่อรูปเป็นคู่ $t\bar{t}$ ถูกพบ ท็อปควาร์กจะสลายตัวเป็นบอตทอมควาร์กโดยอันตรกิริยาอย่างอ่อนในสเกลเวลา 10^{-24} s มิซอนที่มีบอตทอมควาร์กเป็นส่วนประกอบที่เป็นผลผลิตของการสลายจะสังเกตพบได้อยู่กับคู่ของเลปตอน-นิวทริโนในการทดลอง จากการวิเคราะห์พลังงานและโมเมนตัมของผลพลอยได้จากการสลายอย่างระมัดระวัง ก็ช่วยในการสร้าง

ตาราง 3.6 สมบัติของมีซอนที่มีชาร์มและบอตทอม มวลในตารางเป็นมวลที่สถานะพื้น 1S_0 (คัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 213)

ควาร์ก	อนุภาค	ประจุ (e)	มวล (MeV/ c^2)
$ \bar{u}c\rangle$	D^0	0	1865
$ u\bar{c}\rangle$	\bar{D}^0	0	1865
$ \bar{d}c\rangle$	D^+	+1	1869
$ d\bar{c}\rangle$	D^-	-1	1869
$ \bar{s}c\rangle$	D_s^+	+1	1969
$ s\bar{c}\rangle$	D_s^-	-1	1969
$ c\bar{c}\rangle$	J/ψ	0	3097
$ \bar{u}b\rangle$	B^+	+1	5279
$ \bar{u}\bar{b}\rangle$	B^-	-1	5279
$ \bar{d}b\rangle$	B_d^0	0	5279
$ \bar{d}\bar{b}\rangle$	\bar{B}_d^0	0	5279
$ \bar{s}b\rangle$	B_s^0	0	5369
$ \bar{s}\bar{b}\rangle$	\bar{B}_s^0	0	5369
$ \bar{c}b\rangle$	B_c^+	+1	6400
$ \bar{c}\bar{b}\rangle$	B_c^-	-1	6400
$ \bar{b}b\rangle$	Υ	0	9460

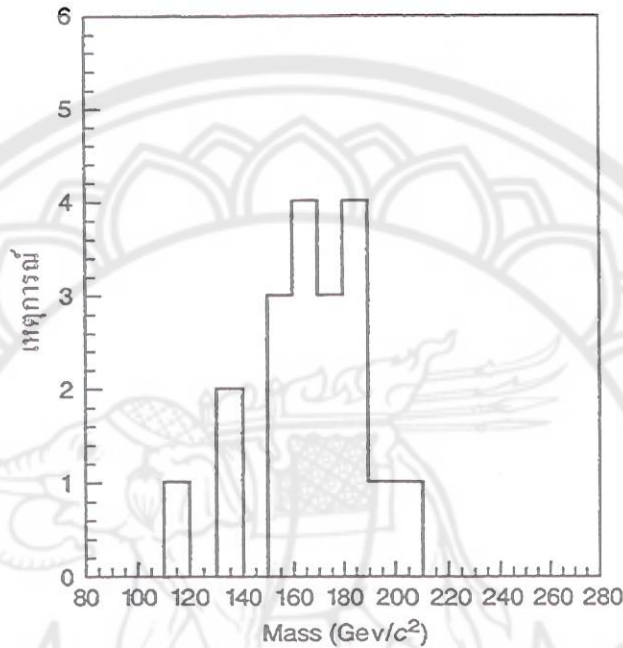
มวลของท็อปควาร์กขึ้นมา ในรูป 3.2 แสดงมวลของท็อปควาร์กที่สร้างขึ้นมาจากการสังเกต เหตุการณ์จำนวนน้อยครั้ง ในการทดลองในเฟร์มิแลป

เมื่อไม่นานมานี้ แฟมิลี (family) ของมีซอนที่ประกอบทั้งชาร์มควาร์ก และบอตทอม ควาร์กถูกค้นพบเป็นจำนวนมาก แต่รายงานการค้นพบครั้งแรกกระทำใน ค.ศ. 1998 จาก การทดลองการชนโปรตอน-แอนติโปรตอนในเฟร์มิแลป มีซอน B_c เหล่านี้ซึ่งมีชั่วชีวิต 0.46 ps ถูกสังเกตพบทางวิธีการสลาย

$$B_c^+ \rightarrow J/\psi + l^+ + \nu_l \quad (3.4)$$

เมื่อ l เป็นโพซิตรอนหรือมิวออน การสลายคล้ายคลึงกันจะเห็นได้กับ B_c^- การสลายที่เป็นไปได้

แบบอื่น ๆ ของ B_c ประกอบด้วย $J/\psi + \pi$, $B_s + l + \nu$, $B_s + \pi$ และการสลายไปเป็น เลปตอนโดยตรง: $\tau + \nu_\tau$ ทุกกรณีต่างก็เป็นผลมาจากอันตรกิริยาอย่างอ่อนทั้งสิ้น



รูป 3.2 ภาคตัดขวางการดูดกลืนโฟตอนของโปรตอน (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 214)

3.4 เพิ่มเติมเกี่ยวกับควาร์ก (More about Quarks)

แบบจำลองมาตรฐานเหมือนกับที่อธิบายมาข้างต้น อยู่บนสมมติฐานที่ให้ควาร์กมีอยู่หก ชนิด (และมีหกแอนติควาร์กของมันด้วย) ควาร์กทั้งหมดนี้แบ่งออกเป็นสามรุ่น (generation) และมีหลายอย่างคล้ายคลึงกับหกลีปตอนที่เรารู้จัก ความสัมพันธ์ของมันสรุปไว้ในตาราง 3.7 เลปตอน มีทั้งมีประจุหรือประจุเป็นศูนย์ ขณะที่ควาร์กมีทั้งประจุ $-\frac{1}{3}e$ หรือ $+\frac{2}{3}e$ เราได้เคยอภิปรายมาก่อนแล้วว่าเลขเลปตอนจะอนุรักษ์ (รวมถึงการอนุรักษ์รุ่นด้วย) อยู่ในทุกระบวนการ ส่วนการอนุรักษ์เลขแบริออน จะมองในพจน์ของควาร์กที่บรรจุอยู่ในแฮดรอนต่างชนิด ๆ ถ้าเราให้เลขแบริออน $+\frac{1}{2}$ แก่ควาร์ก และให้เลขแบริออน $-\frac{1}{3}$ แก่แอนติควาร์ก แล้ว ควาร์กทั้งหมดที่บรรจุอยู่ในแบริออนหรือมีซอนก็จะเป็นตัวกำหนดเลขแบริออนของอนุภาคเหล่านี้ ถ้ายิ่งพิจารณาแบบหลักรวมยิ่งขึ้น การอนุรักษ์เลขแบริออนก็อาจมองเป็นการอนุรักษ์ควาร์ก เฟลเวอร์ของควาร์ก

แน่ชัดว่าไม่อนุรักษ์ภายในรุ่น ดังเช่นกระบวนการสลาย β ที่แทนการเปลี่ยนอัปควาร์กเป็น ดาวน์ควาร์ก หรือกลับกัน การเปลี่ยนเฟลเวอร์ของควาร์กเป็นผลมาจากอันตรกิริยาอย่างอ่อน

ตาราง 3.7 สมบัติของมีซอนที่มีชาร์มและบอตทอม มวลในตารางเป็นมวลที่สถานะพื้น 1S_0 (คัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 213)

รุ่น	เลปตอน		ควาร์ก	
	ประจุ $-e$	ประจุ 0	ประจุ $-e/3$	ประจุ $+2e/3$
1	e^-	ν_e	d	u
2	μ^-	ν_μ	s	c
3	τ^-	ν_τ	b	t

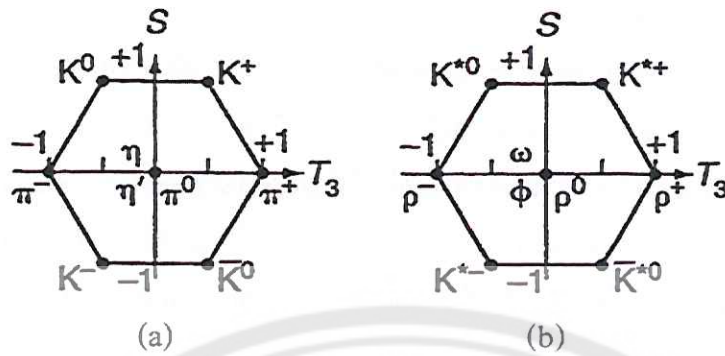
ในทางการทดลอง ควาร์กไม่เคยถูกสังเกตพบในแบบอนุภาคอิสระ มันจึงถูกเรียกว่าเป็น อนุภาคถูกกักขัง การกักขัง (confinement) เป็นผลมาจาก อันตรกิริยาอย่างแรง ถึงแม้ว่าอันตรกิริยาอย่างแรงระหว่างนิวคลีออนภายในนิวเคลียสจะเป็นอันตรกิริยาพิสัยสั้น แต่ก็ไม่ใช่อันตรกิริยา หลักมูลที่กระทำระหว่างอนุภาคหลักมูล อันตรกิริยาอย่างแรงระหว่างควาร์ก (หรือระหว่างควาร์ก และแอนติควาร์ก) โดยมีกลูออน (gluon) เป็นสื่อกลาง จะเพิ่มขึ้นตามการเพิ่มของระยะห่าง คล้าย กับแรงดึงดูดของสปริงที่ยืดออก การแยกควาร์กให้ห่างจากกันมากขึ้นเรื่อย ๆ ก็ต้องใช้พลังงาน มากขึ้นเรื่อย ๆ ด้วยเช่นกัน ดังนั้นการจะแยกควาร์กออกจากกันโดยถาวรก็ต้องใช้พลังงานเป็น อนันต์ มีการคาดการณ์ว่าควาร์กและกลูออนน่าจะมีอยู่ในตอนเริ่มต้นแรกสุดของจักรวาล (ใน 10^{-5} วินาทีแรก หรือราวนั้น) โดยอยู่ในรูปของพลาสมาที่เรียกว่า ควาร์ก-กลูออนพลาสมา (quark-gluon plasma) มากกว่าที่จะอยู่ในรูปของแฮดรอน และยังสามารถเป็นไปได้ด้วยที่ควาร์ก-กลูออน พลาสมาจะมีอยู่ที่ศูนย์กลางของดาวนิวตรอน และมีอยู่ในทางการทดลองทำให้เกิดที่ทำให้เกิด ควาร์ก-กลูออนพลาสมาขึ้นมา (ภายในคาบเวลาสั้นมาก) จากการชนของอนุภาคพลังงานสูงมาก

เนื่องจากไม่พบควาร์กในแบบอนุภาคอิสระ แนวคิดในการหามวลของควาร์กจึงไม่ เหมือนกับอนุภาคอื่นเช่นอิเล็กตรอน หรือโปรตอน วิธีที่ง่ายที่สุดเกี่ยวกับการหามวลของควาร์กก็คือหาในพจน์ของมวลแฮดรอนที่มันเป็นส่วนประกอบอยู่ มวลในบริบทเช่นนี้เรียกว่า มวลยังผล (effective mass) หรือมวลส่วนประกอบ (constituent mass) ชนิดของการวิเคราะห์เช่นนี้ทำให้ได้ มวลของอัปควาร์กและดาวน์ควาร์กออกมา โดยมวลของควาร์กทั้งสองมีค่าในราว $310 \text{ Mev}/c^2$ มวลของควาร์กดาวน์จะมากกว่าควาร์กอัปเล็กน้อยในหน่วย Mev/c^2 แนวคิดง่าย ๆ ในการหามวล

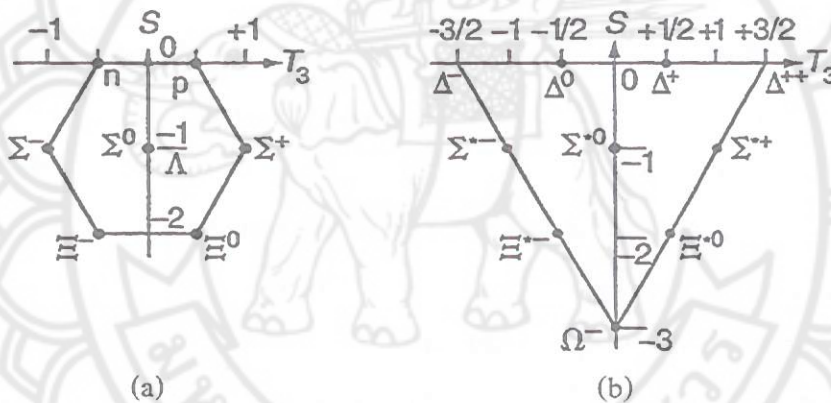
เช่นนี้ใช้ได้กับการหามวลของแฮดรอนอื่น ๆ ด้วย ไม่มากนักน้อย แม้ว่ามันจะไม่ได้เป็นการวัดหาจากอนุภาคควาร์กขณะที่ยังอยู่ในสภาพอนุภาคอิสระก็ตาม ส่วนวิธีการอื่นก็คือการพิจารณาให้มวลของควาร์กเป็นพารามิเตอร์หนึ่งในทฤษฎีของอันตรกิริยาควาร์ก มวลที่หาในแนวทางนี้เรียกว่ามวลเปลือย (bare mass) [มวลเหล่านี้มีความสัมพันธ์กับมวลในตัว (intrinsic mass) ของควาร์กไม่มากนักน้อย] หรือมวลกระแส (current mass) [เป็นพารามิเตอร์มวลที่ปรากฏอยู่ในพจน์ของกระแสในทฤษฎี] ในกรณีของควาร์กเบา อย่างน้อยมวลกระแสก็น้อยกว่ามวลส่วนประกอบมาก มวลกระแสโดยประมาณของควาร์กปรากฏอยู่ในตาราง 3.1

ความสัมพันธ์ระหว่างสมบัติของแฮดรอนแต่ละชนิด สามารถทำความเข้าใจได้ในพจน์ของเลขควอนตัมที่สมนัยกับเฟลเวอร์ของควาร์กที่เป็นองค์ประกอบของมัน ในตาราง 3.1 แสดงเลขควอนตัม สเตรจเนสส์ (strangeness), ชาร์ม (charm), บอตทอมเนสส์ (bottomness), และท็อปเนสส์ (topness) ที่กำหนดให้ในแต่ละควาร์กตามลำดับ เลขควอนตัมของแอนติควาร์กจะเป็นสัจยุค (เครื่องหมายตรงข้าม) ของเลขควอนตัมที่อยู่ในรายการควาร์ก อัป และดาวน์ จัดว่าแตกต่างจากควาร์กอื่นมาก ในตาราง 3.1 จะเห็นว่ามวลของควาร์ก อัป และดาวน์ จะน้อยกว่ามวลของควาร์กอื่นมาก เป็นผลให้มีการจัดกลุ่ม [หรือมีลทิปเลต (multiplets)] ของแฮดรอนที่มีมวลเกือบเหมือนกันที่ก่อรูปขึ้นมาจากการเปลี่ยนระหว่างควาร์ก อัป และดาวน์ เข้าไว้ด้วยกัน ในตาราง 3.2 และ 3.4 จะแสดงตัวอย่างของกลุ่มหรือมีลทิปเลตของแฮดรอนเหล่านี้ เช่น (n, p) , $(\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+)$, (π^-, π^0, π^+) เป็นต้น การพิจารณาในอีกแง่หนึ่งอาจพิจารณาให้ควาร์ก อัป และดาวน์ ไม่แตกต่างกัน ยกเว้นประจุเท่านั้นที่แตกต่างกัน คล้ายกับการพิจารณาอิเล็กตรอนในอะตอม ที่ต่างก็มีสปินในตัว $\frac{1}{2}$ เหมือนกัน แต่ถ้าให้อิเล็กตรอนเหล่านี้อยู่ในสนามแม่เหล็กก็จะถูกนิยามเป็นสปินอัป และสปินดาวน์ ตามองค์ประกอบในแนวแกน z คือ สปิน $+\frac{1}{2}$ และ $-\frac{1}{2}$ เลขควอนตัมของควาร์กอัป และดาวน์ จะถูกนิยามให้เป็นสปินเทียม (pseudo-spin) ที่เรียกว่าไอโซสปิน (isospin) ที่มีค่าในตัว $T = \frac{1}{2}$ แต่ถ้ามีอันตรกิริยาทางแม่เหล็กไฟฟ้า ก็จะบอกความแตกต่างออกเป็นควาร์กอัป และดาวน์ การบอกความแตกต่างนี้อยู่บนพื้นฐานขององค์ประกอบที่สาม (third component) ของไอโซสปิน, T_3 , คืออัปควาร์กมี $T_3 = +\frac{1}{2}$ ดาวน์ควาร์กมี $T_3 = -\frac{1}{2}$ นิยามที่กล่าวมาเหล่านี้เกี่ยวข้องกับบทนิยามที่เราคุ้นเคยของไอโซสปิน $+\frac{1}{2}$ และ $-\frac{1}{2}$ ของโปรตอนและนิวตรอน ตามลำดับ

ความสัมพันธ์ระหว่างแฮดรอนต่าง ๆ อาจเห็นได้จากแผนภาพเค้าร่าง (schematics) ที่เรียกว่าแผนภาพเอทท์โฟลด์เวย์ (Eight-fold Way Diagram) [ผู้เรียบเรียงชอบที่จะเรียกเป็นภาษาไทยว่าแผนภาพมรรคแปด] ที่เป็นแผนภาพของการลงจุด (plot) ค่าสเตรจเนสส์ เป็นฟังก์ชันของไอโซสปิน ตัวอย่างแผนภาพเอทท์โฟลด์เวย์ของมิซอนเบาที่มีสปิน 0 และสปิน 1 แสดงอยู่



รูป 3.3 แผนภาพเอกท์โฟลด์เวย์ (Eight-fold Way Diagram) สำหรับมีซอนเบาที่มี (a) สปิน 0 และ (b) สปิน 1 (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 217)



รูป 3.4 แผนภาพเอกท์โฟลด์เวย์ (Eight-fold Way Diagram) สำหรับแบรีออนเบาที่มี (a) สปิน 1/2 และ (b) สปิน 3/2 (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 217)

ในรูป 3.3 มัลติเพลตของอนุภาคที่มีมวลเกือบเท่ากันของแต่ละแฟมิลี จะแสดงอยู่บนเส้นที่มีสเตรนจ์เนสคงตัว สำหรับแผนภาพเอกท์โฟลด์เวย์ของแบรีออนเบาแสดงอยู่ในรูป 3.4 แผนภาพสำหรับแสดรอนหนักก็สามารถสร้างขึ้นได้ด้วยวิธีทำนองกัน ตัวอย่างเช่นมีซอนและแบรีออนที่มีชาร์มควาร์กเป็นส่วนประกอบ สามารถแสดงเป็นแผนภาพสามมิติ โดยชาร์มของอนุภาคจะลงจุดอยู่บนแกนที่สาม เพราะว่าควาร์กแต่ละชนิดจะมีเลขควอนตัมที่กำหนดประจำชนิดของมัน รวมทั้งประจุด้วย ความสัมพันธ์ระหว่างค่าเหล่านี้จะนิยามโดยสูตร เกลล์-มานน์-นิชิจิม่า (Gell-Mann-Nishijima formula)

$$Q = T_3 + \frac{B + \sum(\text{flavor})}{2} \quad (3.5)$$

เมื่อ Q เป็นประจุของอนุภาคในหน่วยของ e , B เป็นเลขแบริออน, และ $\sum(\text{flavor})$ เป็นผลรวมของเลขควอนตัมประจำเฟลเวอร์ ตามที่แสดงอยู่ในตาราง 3.1 เพราะว่าแต่ละควาร์ก (และแอนติควาร์ก) จะต้องสอดคล้องกับความสัมพันธ์ตามสูตรนี้ ดังนั้นทุกมีซอนและทุกแบริออนจึงจะต้องยอมตามสูตร เกลล์-มานน์-นิซิจิม่า นี้ด้วย แต่สำหรับพวกแฮดรอนที่หนักมาก ๆ จะต้องดูจากหลักฐานทางการทดลองโดยตรงอีกทีหนึ่ง

3.5 คัลเลอร์และกลูออน (Color and Gluon)

เพราะว่าควาร์กเป็นเฟอร์มิออนที่ยอมตามสถิติสถิติเฟอร์มิ-ดิแรกเช่นเดียวกับอิเล็กตรอน และถูกบังคับด้วยหลักการกีดกันเพาลี (Pauli exclusion principle) ด้วย แต่จากการพิจารณาสมบัติของบางแบริออนอย่างระมัดระวัง บ่งชี้ว่ามีปัญหาเกิดขึ้นกับแบบจำลองควาร์กที่กล่าวมาในข้างต้น ดังตัวอย่าง แบริออน Δ^{++} ที่ประกอบด้วยสามอัปควาร์ก ที่มีสปินและสถานะวงโคจรเหมือนกัน ซึ่งฝ่าฝืนหลักการกีดกันเพาลี (แต่ความยุ่งยากนี้จะไม่เกิดกับมีซอนเพราะควาร์กและแอนติควาร์กเป็นอนุภาคต่างกัน) วิธีแก้ปัญหแบริออน Δ^{++} นี้ก็คือต้องชี้ความแตกต่างระหว่างควาร์กทั้งสามออกมา ซึ่งวิธีทำก็คือกำหนดเลขควอนตัมเพิ่มเติมขึ้นมาบ่งชี้ความแตกต่างของแต่ละควาร์ก เลขควอนตัมที่กำหนดขึ้นมาใหม่นี้เรียกว่าคัลเลอร์ (color) หรือสี ทั้ง ๆ ที่ไม่ได้เกี่ยวพันอะไรกันเลยกับความหมายของสีที่เราใช้กัน เลขควอนตัมของคัลเลอร์ของควาร์กจะมีทั้งหมดสามค่า ซึ่งควาร์กแต่ละตัวสามารถมีได้เพียงหนึ่งในสามค่าเหล่านี้คือ เรด (red), R, กรีน (green), G, และบลู (blue), B, (หรืออาจเรียกตามคำแปลภาษาอังกฤษว่า แดง, เขียว, และน้ำเงิน) สำหรับแอนติควาร์ก เลขควอนตัมใหม่ของมันก็จะกำหนดให้เรียกเป็นแอนติคัลเลอร์ (anticolor) ซึ่งก็จะมีค่าได้เป็น แอนติเรด (antired), \bar{R} , แอนติกรีน (antigreen), \bar{G} , และแอนติบลู (antiblue), \bar{B}

แบริออนถูกสร้างขึ้นจากควาร์กสามชนิดที่มีคัลเลอร์ต่างกัน คือตัวหนึ่งเป็นแดง, ตัวหนึ่งเป็นกรีน และอีกตัวหนึ่งเป็นบลู ส่วนมีซอนถูกสร้างขึ้นจากควาร์กที่มีคัลเลอร์ และแอนติควาร์กที่มีแอนติคัลเลอร์ของคัลเลอร์เดียวกัน ผลลัพธ์สุทธิก็คือได้แฮดรอน (มีซอนหรือแบริออน) ที่ไม่มีคัลเลอร์ [เหมือนกับแม่สีทางแสง แดง เขียว น้ำเงิน ผสมกันแล้วได้ผลลัพธ์เป็นสีขาวหรือไม่มีสี] นี่ก็คือข้อกำหนดของแบบจำลอง เพราะจากการวัดสมบัติของมีซอนหรือแบริออนยังไม่เคยสังเกตเห็นการแสดงออกถึงการมีคัลเลอร์เลย ซึ่งตรงข้ามกับเลขควอนตัมของควาร์กแต่ละเฟลเวอร์ที่

ประกอบเป็นแฮดรอน การแสดงค่าโดยรวมของสเตรเจนเนสส์, หรือชาร์ม หรือลักษณะอื่น ๆ ของแฮดรอน เป็นผลลัพธ์จากการรวมเลขควอนตัมของปริมาณเหล่านี้ของควาร์กที่เป็นส่วนประกอบของแฮดรอน ซึ่งการแสดงสเตรเจนเนสส์ หรือชาร์ม ของแฮดรอน จะแสดงออกมาทางกายภาพเป็นมวลของแฮดรอน เพราะว่าควาร์กแต่ละเฟลเวอร์มีมวลต่างกัน ทฤษฎีของอันตรกิริยาที่เกี่ยวข้องกับกลูออนเรียกว่า ควอนตัมโครโมไดนามิกส์ (Quantum Chromodynamics) , QCD, อย่างไรก็ตาม การแปลความเชิงปรากฏการณ์วิทยา มาก ๆ ของอันตรกิริยาทางกลูออน สามารถทำได้โดยเทียบเคียงกับอันตรกิริยาทางไฟฟ้า โดยใช้แนวทางเดียวกันตรงที่ว่า ประจุเหมือนกันจะผลักกัน ประจุไม่เหมือนกันจะดูดกัน เราก็พิจารณาให้แรงอย่างแรงระหว่างควาร์กขึ้นกับกลูออน ถ้ากลูออนเหมือนกันจะผลักกัน ถ้ากลูออนไม่เหมือนกันจะดูดกัน ดังนั้นมีซอนที่บรรจุควาร์กกลูออนหนึ่งอยู่ ก็จะต้องมีแอนติควาร์กที่เป็นแอนติกลูออนของมันบรรจุอยู่ด้วย เพื่อให้มีซอนเป็นอนุภาคที่มีกลูออนเป็นกลาง (ไม่มีสี)

สมบัติของแฮดรอนในเชิงกลศาสตร์ควอนตัมสามารถพิจารณาในพจน์ของฟังก์ชันคลื่นของมัน ในแนวทางนี้จะถูกบังคับให้ต้องมีกลูออนมาเกี่ยวข้องด้วย ฟังก์ชันคลื่นรวมของอนุภาคจะประกอบไปด้วยสี่องค์ประกอบ [ปริภูมิ (space), สปิน (spin), เฟลเวอร์ (flavor), และกลูออน (color)] :

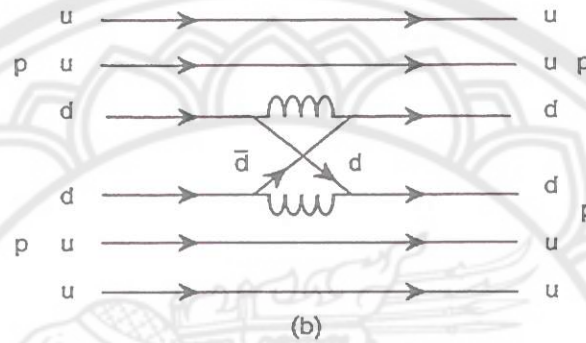
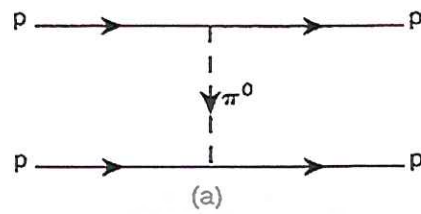
$$\Psi = \Psi_{space} \Psi_{spin} \Psi_{flavor} \Psi_{color} \quad (3.6)$$

สำหรับแบรีออน (ซึ่งเป็นเฟอร์มิออน) ฟังก์ชันคลื่นรวมของมันจะปฏิสมมาตร (antisymmetric) ภายใต้การเปลี่ยนระหว่าง (interchange) ของสองควาร์กใด ๆ ในกรณีนี้จะเห็นได้ว่าฟังก์ชันคลื่นปริภูมิ-สปิน-เฟลเวอร์เป็นสมมาตร (symmetric) ส่วนฟังก์ชันคลื่นของสถานะกลูออนถูกนิยามให้เป็นผลรวมเชิงเส้น (linear combination) ของสถานะกลูออนที่เป็นไปทั้งหมด :

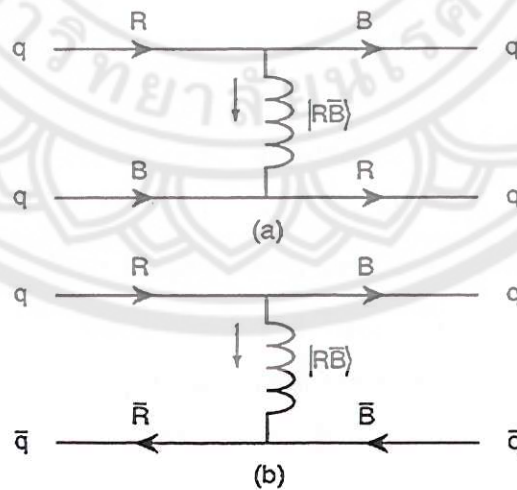
$$\Psi_{color} = \frac{1}{\sqrt{6}} [RGB + GBR + BRG - RBG - BGR - GRB] \quad (3.7)$$

จะเห็นว่าฟังก์ชันคลื่นนี้เป็นปฏิสมมาตรภายใต้การเปลี่ยนระหว่างของสองควาร์กใด ๆ ซึ่งเมื่อมาประกอบกันกับฟังก์ชันคลื่นปริภูมิ-สปิน-เฟลเวอร์ของแบรีออน ก็จะคืนสมบัติของการเป็นปฏิสมมาตรให้แก่ฟังก์ชันคลื่นรวม

เป็นไปได้ในตอนนี้ ที่จะพิจารณารายละเอียดของอันตรกิริยาอย่างแรงระหว่างควาร์ก การแลกเปลี่ยนไพออนเสมือน (virtual pion) ที่แสดงในรูป 3.5(a) บางครั้งถูกใช้อธิบายอันตรกิริยาระหว่างนิวคลีออนในนิวเคลียส อย่างไรก็ตาม ไม่ว่าจะ เป็นแฮดรอนหรือไพออนเสมือนในรูป



รูป 3.5 การกระเจิงโปรตอน-โปรตอน มองในพจน์ของ (a) ไพออนเสมือน แลกเปลี่ยนระหว่างแบรีออน และ (b) กลูออนแลกเปลี่ยนระหว่างควาร์ก (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 219)



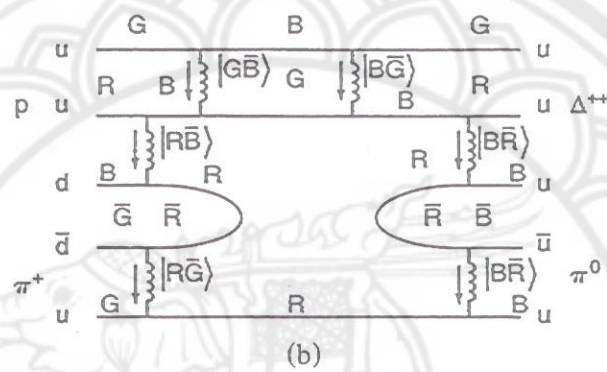
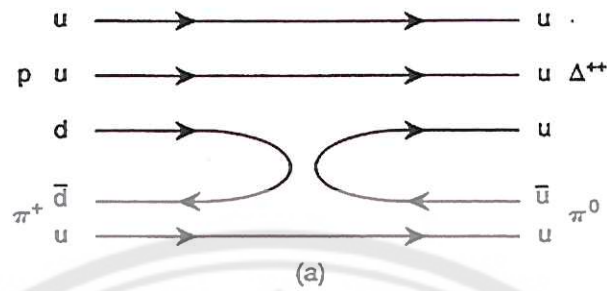
รูป 3.6 ตัวอย่างของอันตรกิริยาทางการแลกเปลี่ยนคัลเลอร้ (a) ระหว่างควาร์ก และ (b) ระหว่างควาร์กและแอนติควาร์ก (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 220)

3.5(a) ต่างก็ไม่ใช่อนุภาคมูลฐาน ดังนั้นการอธิบายอันตรกิริยาจึงไม่เป็นมูลฐาน การอธิบายที่เหมาะสมของอันตรกิริยาระหว่างแฮดรอน คือการอธิบายให้อยู่ในพจน์ของกลูออนไร้มวลที่เป็นสื่อกลางของอันตรกิริยาอย่างแรงที่แสดงในรูป 3.5(b) ดังนั้นจุดรวมควาร์ก-กลูออน ($q-g$) ที่อยู่ในแผนภาพไฟน์แมนจึงได้รับอนุญาตให้อยู่ในรูป $qg \rightarrow q$, $q \rightarrow qg$, $q\bar{q} \rightarrow g$ หรือ $g \rightarrow q\bar{q}$ เท่านั้น และการสังยุคประจุของควาร์กก็ยังให้เฟลเวอร์เหมือนเดิม ในรูป 3.5(b) แสดงว่าในการอธิบายความในเชิงควาร์กของกระบวนการ ไพออนเสมือนถูกแทนโดยส่วนประกอบควาร์กของตัวเอง และเป็นผลลัพธ์มาจากการอุบัติ (creation) และการประลัย (annihilation) ของคู่ $d-\bar{d}$

ชุดแปดรูปแบบของเวกเตอร์สถานะของกลูออน กำหนดให้โดย

$$\begin{aligned}
 & |R\bar{G}\rangle \\
 & |R\bar{B}\rangle \\
 & |G\bar{R}\rangle \\
 & |G\bar{B}\rangle \\
 & |B\bar{R}\rangle \\
 & |B\bar{G}\rangle \\
 & \frac{1}{\sqrt{2}} |R\bar{R} - G\bar{G}\rangle \\
 & \frac{1}{\sqrt{6}} |R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}\rangle
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

ตัวอย่างของกรณีที่ง่ายที่สุดของการแลกเปลี่ยนคัลเลอร์ระหว่างควาร์ก หรือระหว่างควาร์กกับแอนติควาร์กของเฟลเวอร์เดียวกันที่แสดงอยู่ในรูป 3.6 คัลเลอร์ถูกอนุรักษ์อยู่ที่จุดรวม แต่เนื่องจากกลูออนบรรทุกเอาคัลเลอร์ไปด้วย คัลเลอร์ของควาร์กจึงถูกเปลี่ยน การเปลี่ยนคัลเลอร์ในบริบทของปฏิกริยาระหว่างแฮดรอนกำหนดว่า ทุกมีซอนและแฮดรอนที่เกี่ยวข้องยังคงไว้คัลเลอร์ ตัวอย่าง ของกระบวนการแลกเปลี่ยนคัลเลอร์ที่เกี่ยวข้องกับกลูออนคัลเลอร์ ของปฏิกริยา $p + \pi^+ \rightarrow \pi^0 + \Delta^{++}$ แสดงอยู่ในรูป 3.7 นี้คือแนวทางที่สมเหตุสมผลว่ามีความเป็นไปได้ทางหนึ่งเท่านั้นของการให้คัลเลอร์แก่ ควาร์กและกลูออน หมายเหตุในที่นี้ด้วยว่า สถานะเริ่มต้นและสถานะสุดท้าย ของแฮดรอนทั้งหมดไว้คัลเลอร์ และหมายเหตุเช่นกันว่าสถานะระหว่างของ Δ^{++} ไว้คัลเลอร์ และการอุบัติและการประลัยของควาร์ก-แอนติควาร์กไม่เกี่ยวข้องกับการเปลี่ยนคัลเลอร์



รูป 3.7 แผนภาพไฟน์แมนสำหรับปฏิกิริยา $p + \pi^+ \rightarrow \pi^0 + \Delta^{++}$
 (a) แสดงความสัมพันธ์ของควาร์ก และ (b) แสดงกัลเลอรกลูออน
 (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson,
 Canada, 2004, p. 220)

เอกสารอ้างอิง

Arya, A. P. (1970) *Elementary Modern Physics*, Addison-Wesley, Phillippines.

Arya, A. P. (1968) *Fundamental of Nuclear Physics*, 2nd Edit, Allyn and Bacon, Boston.

Burcham, W. E. and Jobes, M (1995) *Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.

Das, A. and Ferbel T. (1994) *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley,
 New York.

Devanathan V. (2006) *Nuclear Physics*, Narosa Publish House, New Delhi.

Dunlap, R. D. (2004) *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004.

Halzen, F and Martin, A. D. (1984) *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York.

Henley E. M. and Garcia A. (2007) *Subatomic Physics*, 3rd Edit, World Scientific, New Jersey.

Griffiths, D. (2008) *Introduction to Elementary Particles*, Wiley, New York.

Perkins, D. H. (2000) *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edit, Cambridge University Press, Cambridge.

Seiden, A. (2005) *Particle Physics : A Comprehensive Introduction*, Addison-Wesley, San Francisco.



แบบฝึกหัด

- 3.1 ให้แสดงว่ามีซอน ที่แสดงอยู่ในตาราง 3.6 สอดคล้องกับความสัมพันธ์เกล-มานน์-นิชิจิม่า ให้หาไอโซสปิน ของอนุภาคต่อไปนี้
- 3.2 ให้หาไอโซสปินของอนุภาคต่อไปนี้ (a) π^- , (b) K^+ , (c) D^0 , (d) J , (e) Ξ^- , (f) n , และ (g) Δ^{++}
- 3.3 ให้วาดแผนภาพชาร์มสเปซ เอจท์-โพลด์ เวย์ ของมีซอนนอนสเตรนจ์สปิน 0
- 3.4 ให้วาดแผนภาพไฟน์แมนแสดงควาร์กและกลูออนของการแลกเปลี่ยนไพออนบวกและไพออนลบระหว่างนิวตรอนและโปรตอน
- 3.5 ให้วาดแผนภาพไฟน์แมนของการสลาย ที่กำหนดไว้ในตาราง 2.4

บทที่ 4

ปฏิกิริยาอนุภาคและการสลาย

(PARTICLE REACTION AND DECAYS)

4.1 ปฏิกิริยาและการสลายในบริบทของแบบจำลองควาร์ก (Reaction and Decays in the Context of the Quark Model)

จากการที่เรามีความรู้เรื่ององค์ประกอบทางควาร์กของมิซอนและแบรีออน จึงเป็นไปได้ที่เราจะพิจารณาการสลายและปฏิกิริยาของอนุภาคให้อยู่ในพจน์ของควาร์กและเลปตอนมูลฐาน รวมทั้งอันตรกิริยาที่เกี่ยวข้อง ดังตัวอย่าง ให้เราพิจารณากระบวนการสลาย β^- ในรูป 2.5 ที่แสดงในพจน์ขององค์ประกอบทางควาร์กของโปรตอนและนิวตรอนอยู่รูป 4.1 ซึ่งทำให้กระจ่างชัดว่าเหตุใดอันตรกิริยาอย่างอ่อนกระทำต่อควาร์กและเลปตอน เราได้เคยเห็นมาก่อนแล้วดังในรูป 2.4 ว่าอันตรกิริยาอย่างอ่อนสามารถเปลี่ยนเลปตอนไปเป็นนิวทริโน หรือกลับกัน (ตามบริบทของแบบจำลองมาตรฐาน) แต่ต้องอยู่ในรุ่นเดียวกันเท่านั้น และการอุบัติหรือประลัยของเลปตอน-นิวทริโนเป็นกระบวนการคล้ายกัน แต่รูป 4.1 แสดงให้เห็นว่าอันตรกิริยาอย่างอ่อน (ไม่ใช่อันตรกิริยาอย่างแรง) สามารถเปลี่ยนเฟลเวอร์ของควาร์กได้ อันที่จริงก็คือโบซอน W^+ และ W^- เป็นตัวเปลี่ยน ซึ่งหากพิจารณาจากกฎการอนุรักษ์ประจุ อย่างน้อยที่สุดก็จะเห็นว่า W โบซอนมีประจุจะไปเปลี่ยนประจุของควาร์กจาก $+2e/3$ ไปเป็น $-e/3$ หรือกลับกัน คล้ายกับกรณีแอนติควาร์กในกรณีกระบวนการสลาย β^- นี้อันตรกิริยาอย่างอ่อนจะเปลี่ยนดาว์นควาร์กให้เป็นอัปควาร์ก (เหมือนในรูป 4.1) หรือกลับกัน (กระบวนการสลาย β^+)

อีกตัวอย่างหนึ่งของกระบวนการสลายที่ถูกแสดงอยู่ในรูป 4.2 คือการสลายที่สอดคล้องกับ

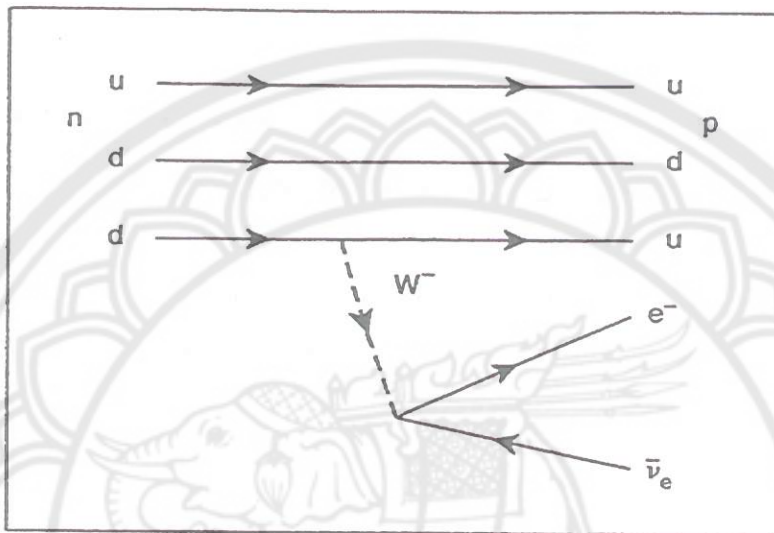


โบซอน W^+ ที่เชื่อมต่อกับสองควาร์กทำหน้าที่เปลี่ยนเฟลเวอร์ของควาร์ก ในกรณีนี้คู่ $u\bar{c}$ ควาร์กก่อรูปขึ้นมาจากอันตรกิริยาอย่างแรง กระบวนการสลายอีกวิธีหนึ่งที่สลับกันเกิดกับวิธีแรกของมิซอน D^0 แสดงในรูป 4.3 กำหนดให้โดย

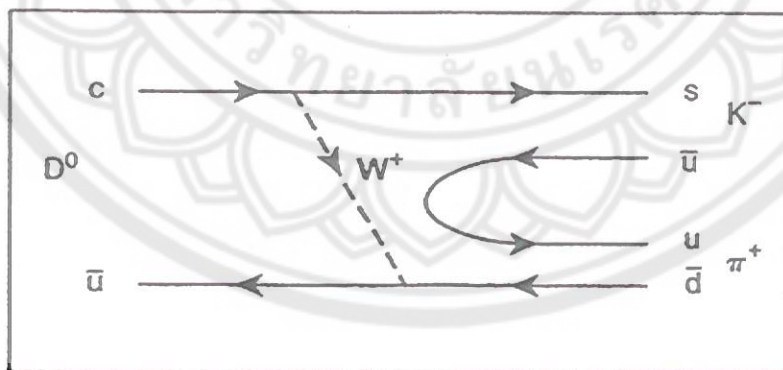
$$D^0 \rightarrow K^- + e^+ + \nu_e \quad (4.2)$$

โดยในรูปแบบแสดงการเชื่อมต่อของโบซอนอย่างอ่อนกับเลปตอน เหมือนในกรณีการสลาย β^-

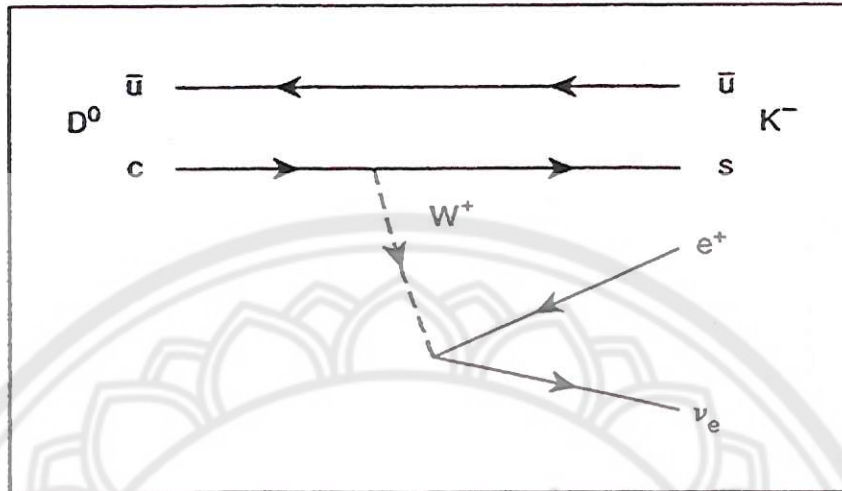
$$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 + \pi^+ \quad (4.3)$$



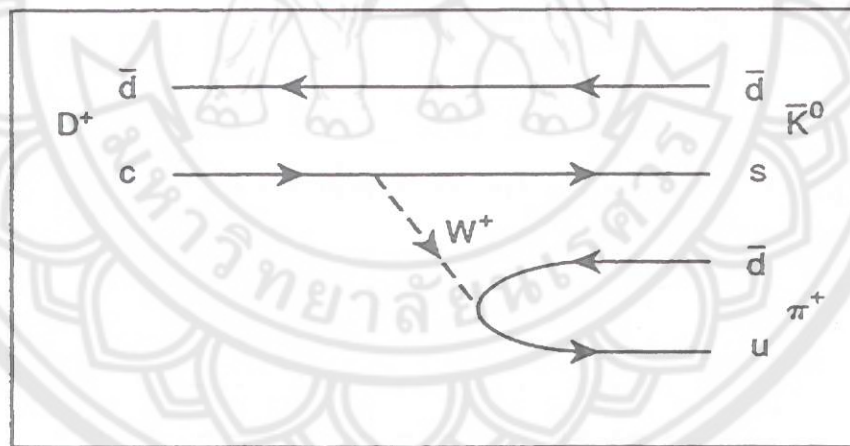
รูป 4.1 แผนภาพไฟน์แมนสำหรับการสลาย β^- แสดงความสัมพันธ์ของควาร์ก (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 223)



รูป 4.2 แผนภาพไฟน์แมนของการสลายอย่างอ่อนของมีซอน D^0 ไปเป็นแฮดรอน (สมการ 4.1) ในแผนภาพนี้และแผนภาพอื่นถัดไปตามลำดับที่อยู่ในบทนี้เกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาอย่างแรง, กลูออน, อยู่ด้วย แต่ไม่ได้แสดงในภาพ (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 224)



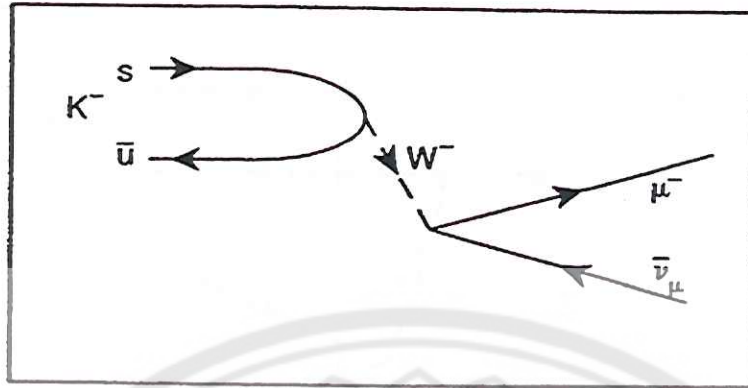
รูป 4.3 แผนภาพไฟน์แมนของการสลายอย่างอ่อนของมีซอน D^0 ไปเป็นแฮดรอนและเลปตอน (สมการ 4.2) (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 224)



รูป 4.4 แผนภาพไฟน์แมนของการสลายอย่างอ่อนของมีซอน D^+ (สมการ 4.3) (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 224)

และแสดงว่าโบซอน W^+ จะก่อรูปคู่ควาร์ก-แอนติควาร์กที่มีเฟลเวอร์ต่างกัน แต่ตัวอย่างข้างต้นนี้ ไม่มีการผสมรูนกัน ในรูป 4.5 ตัวอย่างการผสมรูนของควาร์กในการสลายมีซอน K^-

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (4.4)$$



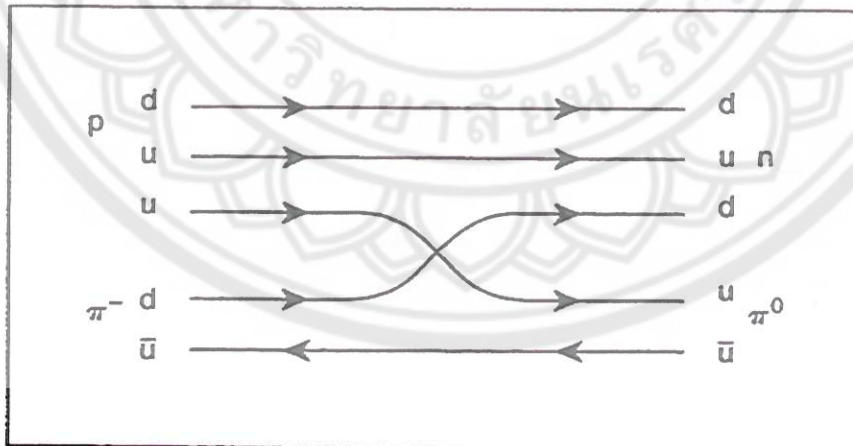
รูป 4.5 แผนภาพไฟน์แมนของการสลายอย่างอ่อนของมีซอน K⁻ ไปเป็นเลปตอน (สมการ 4.4) (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 225)

การแสดงเป็นนัยของการเปลี่ยนรุ่นของควาร์กจะอภิปรายตอนหลัง ในหัวข้อ 4.3

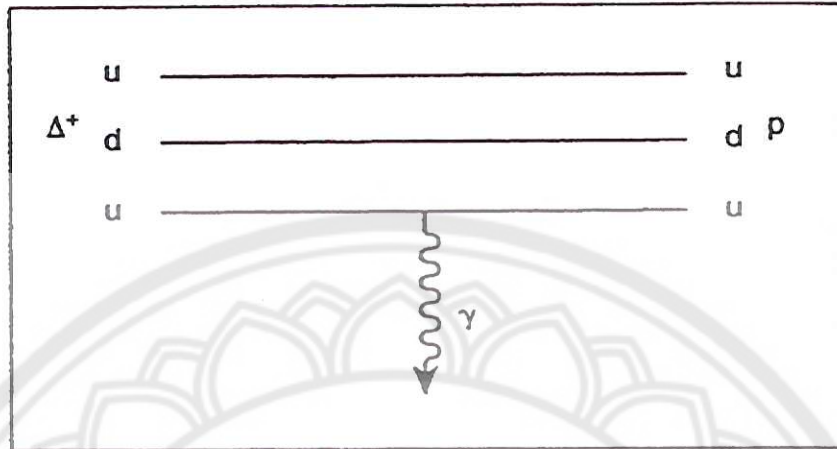
ตัวอย่างการสลายที่กล่าวมาข้างต้นนี้เป็นการสลายที่อันตรกิริยาอย่างอ่อนมีบทบาท ส่วนอันตรกิริยาที่เกี่ยวข้องกับแฮดรอน ส่วนใหญ่จะถูกกำกับด้วยอันตรกิริยาอย่างแรง ปฏิกริยา



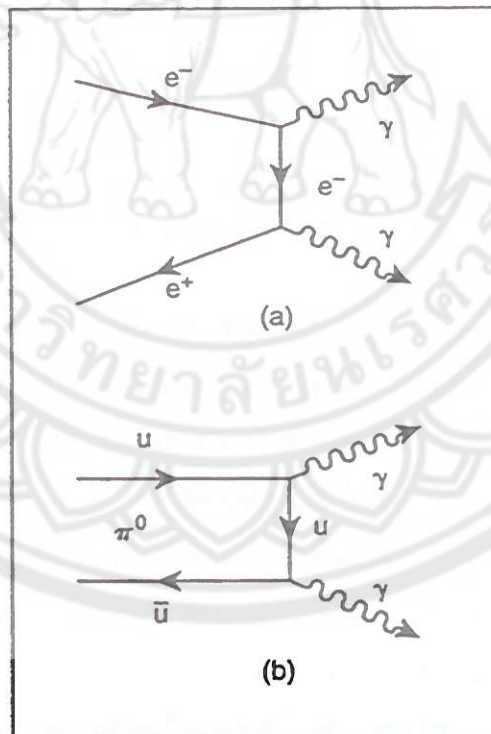
เหมือนกับที่แสดงอยู่ในรูป 4.7 จัดอยู่ในประเภทนี้ ในที่นี้ปฏิกริยาจะกำหนดให้การอุบัติหรือการ



รูป 4.6 แผนภาพไฟน์แมนของตัวอย่างอันตรกิริยาอย่างแรงระหว่างแฮดรอน โดยแสดงการแลกเปลี่ยนควาร์ก (สมการ 4.6) (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 225)



รูป 4.7 แผนภาพไฟน์แมนของการสลายแม่เหล็กไฟฟ้าของแบรียออน Δ^+ (สมการ 4.7)
 (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 225)



รูป 4.8 แผนภาพไฟน์แมนสำหรับ (a) การประลัยอิเล็กตรอน-โพสิตรอนไปเป็นโฟตอน
 (b) การสลายแม่เหล็กไฟฟ้าของ ρ^0 (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*,
 Thomson, Canada, 2004, p. 226)

84 ปฏิกริยาอนุภาคและการสลาย

ประลัยของกลุ่มควาร์ก-แอนติควาร์กเกิดเฉพาะกับควาร์กในเฟลเวอร์เดียวกันเท่านั้น และมีการรับรู้ได้ว่าเลขควาร์กและเฟลเวอร์ควาร์กจะถูกอนุรักษ์ภายใต้อันตรกิริยาอย่างแรง สถานการณ์ที่คล้ายคลึงกันนี้ปรากฏอยู่ในสมการ เช่น

$$p + \pi^- \rightarrow n + \pi^0 \quad (4.6)$$

แผนภาพของมันแสดงอยู่ในรูป 4.6 ซึ่งแสดงการแลกเปลี่ยนควาร์กระหว่างแฮดรอน

ตัวอย่างของกระบวนการที่พิจารณาในทางอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า แสดงในรูป 4.7

$$\Delta^+ \rightarrow p + \gamma \quad (4.7)$$

ในที่นี้ Δ^+ สลายเป็นโปรตอนโดยการคายโฟตอนจริง ทั้งสองแบรีออนมีส่วนประกอบที่เป็นควาร์กเหมือนกัน แต่มีมวลต่างกัน การคายโฟตอนจะอนุรักษ์มวล/พลังงานและสอดคล้องกับการสลัดทิ้งสปินไป 1 ของควาร์ก อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าสามารถตอบสนองการอุบัติและประลัยของกลุ่มอนุภาค-แอนติอนุภาคดังแสดงในรูป 4.8 ได้ อนุภาคอาจจะเป็นเลปตอนเช่นการประลัย e^-e^+ (รูป 4.8a) หรือ (รูป 4.8b) ทั้งสองกรณี โฟตอนจริงจะถูกผลิตขึ้นเพื่อให้โมเมนตัมอนุรักษ์

4.2 โบซอน W^\pm และ Z^0 (W^\pm and Z^0 Boson)

ในหัวข้อที่แล้วเราได้กล่าวถึงอันตรกิริยาอย่างอ่อนชนิดต่าง ๆ ที่เกี่ยวข้องกับโบซอนอย่างอ่อนที่มีประจุ แต่ยังมีโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นกลางทางประจุ Z^0 ที่เป็นสื่อกลางอยู่เช่นเดียวกัน แต่เนื่องจากโบซอน Z^0 ไม่เป็นพาหะของประจุ เราจึงไม่ค่อยได้เห็น Z^0 เป็นสื่อกลางอยู่ในกระบวนการต่าง ๆ ดังเช่นที่เราเคยเห็นกับ W^\pm ตัวอย่างกระบวนการที่มี Z^0 เป็นสื่อกลางคือการกระเจิงของนิวตริโนโดยอิเล็กตรอนดังแสดงในรูป 4.9a และตัวอย่างของการกระเจิงนิวตริโน-แฮดรอนที่แสดงในรูป 4.9b การกระเจิงที่เกี่ยวข้องกับเลปตอนมีประจุ หรือ/และควาร์ก (ตัวอย่างเช่นการกระเจิงอิเล็กตรอน-อิเล็กตรอน หรืออิเล็กตรอน-โปรตอน) อาจมี Z^0 เป็นสื่อกลางแม้ว่าที่พลังงานต่ำอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าจะเป็นตัวมีบทบาทก็ตาม และ Z^0 ยังสามารถเป็นสื่อของการการอุบัติหรือประลัยอนุภาค-แอนติอนุภาค ได้อีกด้วย ดังบางตัวอย่างบางที่นำมาแสดงในรูป 4. ในรูป 4.10a เป็นการประลัยอิเล็กตรอน-โพซิตรอน

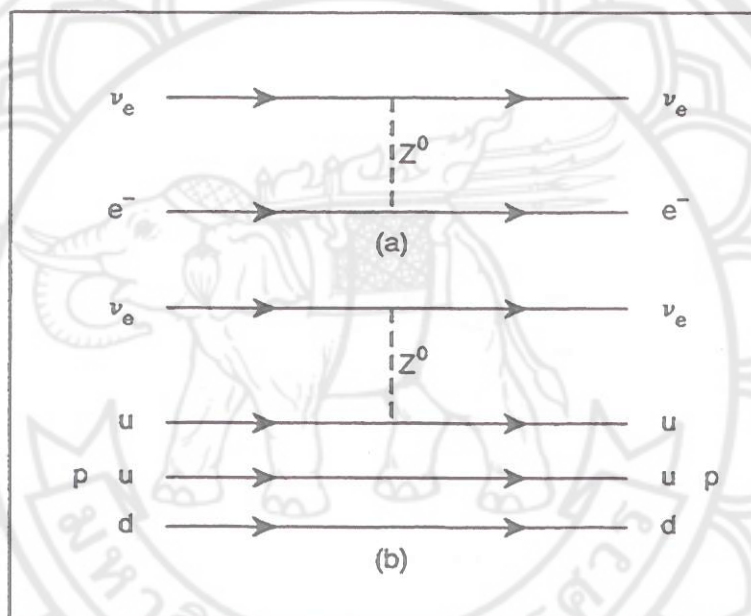
$$e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (4.8)$$

ซึ่งต้องการโบซอนที่เป็นกลางอย่างอ่อน เพราะนิวตริโนไม่มีการควมทางแม่เหล็กไฟฟ้า

อย่างไรก็ตาม ที่พลังงานต่ำ ภาคตัดขวางของการประลัยกับโฟตอนจริงดังในรูป 4.8a จะมากกว่า สำหรับการประลัยอิเล็กตรอน-โพสิตรอนไปเป็นแฮดรอน ตามสมการ

$$e^- + e^+ \rightarrow \rho^0 \tag{4.9}$$

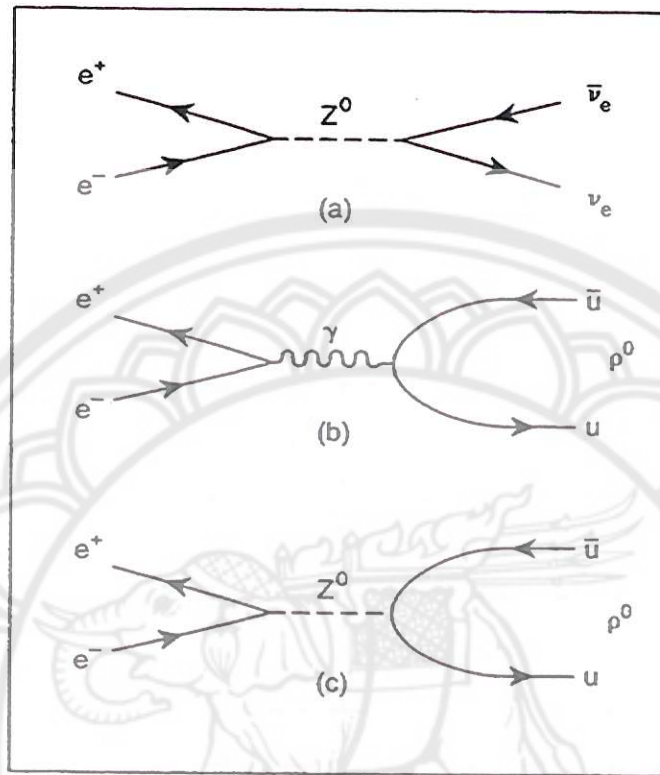
(ดูรูป 4.10b และ c) ที่ถูกสื่อกลางที่พลังงานต่ำโดยโฟตอน (รูป 4.10b) และที่พลังงานสูงโดยโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นกลาง (รูป 4.10c)



รูป 4.9 แผนภาพไฟน์แมนแสดงโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นกลางใน (a) การกระเจิงนิวตริโน-อิเล็กตรอน และ (b) การกระเจิงนิวตริโน-โปรตอน (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 227)

จากที่อภิปรายมาข้างต้น จะเห็นว่าอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าและอันตรกิริยาอย่างอ่อน บ้างก็คล้ายคลึงกัน บ้างก็แตกต่างกัน โดยที่ที่มีความคล้ายคลึงกันจะเห็นชัดที่พลังงานสูงมากกว่าที่พลังงานต่ำ ความจริงถ้าพลังงานสูงเพียงพอทั้งสองอันตรกิริยาจะก็จะกลายมาเทียบเท่ากันอย่างบริบูรณ์ รายละเอียดที่เป็นพื้นฐานของทฤษฎีอย่างอ่อนไฟฟ้า (electroweak theory) ถูกพัฒนาโดยกลาโชว์ (Glashow), วินเบิร์ก (Weinberg), และซาลาม (Salam), ที่รวมอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้าและอย่างอ่อนเข้าด้วยกัน ที่พลังงานสูงอันตรกิริยาอย่างอ่อนไฟฟ้าสื่อกลางโดยเกจโบซอนที่ไร้มวล (massless gauge boson) สี่ชนิด ประกอบไปด้วยพวกซิงเกิลต (ไม่มีประจุ) และพวกทริเพลต (มีประจุ $-e, 0$, และ $+e$) ที่พลังงานต่ำสมมาตรระหว่างสองอันตรกิริยาจะแตกหักออกและ

โบซอนเกจซึ่งเกลตยังคงไว้มวล และกลายเป็นโฟตอน ส่วนโบซอนเกจทริปเลต ได้มวลมา และ



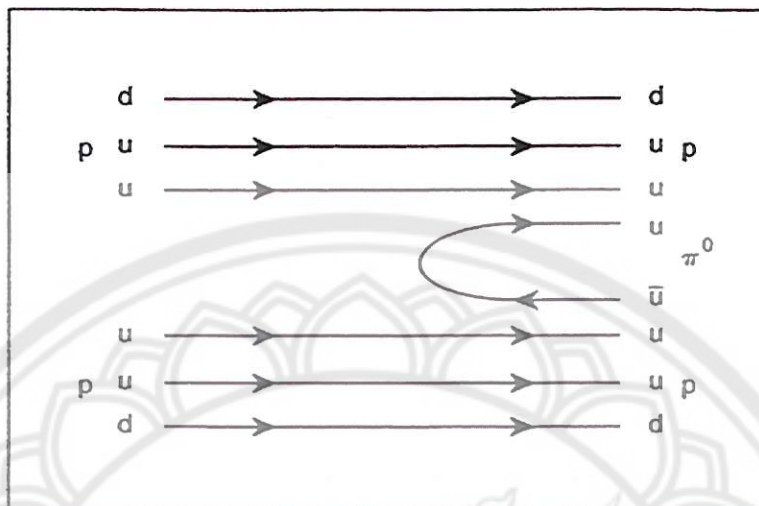
รูป 4.10 แผนภาพไฟน์แมนสำหรับการประลัยโพซิตรอน-อิเล็กตรอน (a) ไปเป็นนิวทริโน, (b) ไปเป็น ρ^0 เมื่อถูกสื่อกลางโฟตอน (c) ไปเป็น ρ^0 เมื่อถูกสื่อกลางโดยโบซอน Z^0 โฟตอน [สมการ (4.8) และสมการ (4.9)] (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 228)

กลายเป็น W^\pm และ Z^0 อย่างอ่อน ทฤษฎีนี้พยากรณ์มวล W^\pm และ Z^0 โดยมีระดับของความคลาดเคลื่อนเป็นมีเหตุผล เป็นข้อเท็จจริงว่าการทำนายนี้ได้ทำก่อนที่จะโบซอนอย่างอ่อนจะถูกสังเกตพบทางการทดลองในสภาพอนุภาคอิสระ

เราได้อภิปรายโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นสื่อกลางที่เป็นอนุภาคเสมือนมานานแล้ว ความเป็นเป็นไปได้ที่อนุภาคจริงจะถูกผลิตขึ้นจากการชนที่พลังงานสูง แสดงโดยกระบวนการกระเจิงโปรตอน-โปรตอน

$$p + p \rightarrow p + p \tag{4.10}$$

ซึ่งสามารถพิจารณาในพจน์ขององค์ประกอบที่เป็นควาร์กของโปรตอนและไพออนเสมือนดังที่



รูป 4.11 แผนภาพไฟน์แมนของการผลิตมีซอนจริง π^0 ระหว่างการกระเจิงโปรตอน-โปรตอน (สมการ 4.11) (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 229)

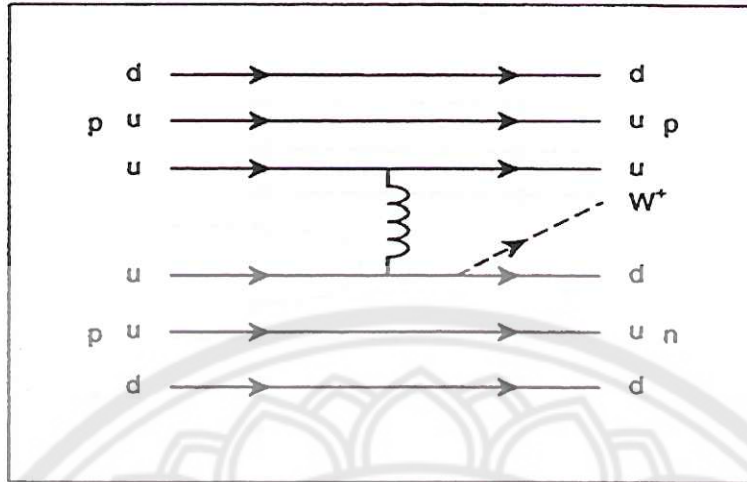
แสดงในรูป 3.5b การผลิตอนุภาคไพออนจริงที่เป็นกลาง ด้วยสมการ

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \quad (4.11)$$

สามารถเกิดได้ที่พลังงานสูงเพียงพอ แสดงอยู่ในรูป 4.11 การทดลองจะใช้เครื่องเร่งอนุภาค ที่ทำกันอยู่ประจำคือให้ลำอนุภาคโปรตอนตกกระทบบนเป้าที่มีโปรตอนบรรจุอยู่ (อยู่นิ่ง) มีอยู่บ่อยๆ ที่โปรตอนเป้าเหล่านี้อยู่ในรูปของไฮโดรเจนเหลวที่ใช้เป็นตัวตรวจจับอนุภาคในบับเบิลแชมเบอร์ (bubble chamber) พลังงานจลน์ของลำอนุภาคตกกระทบบมีข้อกำหนดว่าจะต้องมากกว่าพลังงานมวลนิ่งของไพออนจริงที่จะถูกผลิตขึ้น ถ้าพิจารณาในกรอบห้องปฏิบัติการ ก็จะได้ความจริงว่าไม่ใช่เฉพาะแต่พลังงานจลน์ของอนุภาคตกกระทบบเท่านั้นที่ใช้ในการผลิตอนุภาค แต่ยังมีการอนุรักษ์โมเมนตัมมากำหนดโปรตอนกระเจิง (scattered proton) และไพออน ที่มีพลังงานจลน์อีก สำหรับปฏิกิริยาในสมการ 4.11 เมื่อเขียนในรูปทั่วไปเป็น $m_1 + m_2 \rightarrow m_3 + m_4 + m_5$ เมื่ออนุภาคมวล m_1 ตกกระทบบนอนุภาคที่อยู่นิ่งมวล m_2 (ในกรอบห้องปฏิบัติการ) เมื่อหาสูตรในเชิงสัมพัทธภาพของพลังงานจลน์ขีดเริ่มเปลี่ยน (threshold kinetic energy) ได้สูตรออกมาเป็น

$$K_{th} = \frac{(m_3 + m_4 + m_5)^2 c^2 - (m_1 + m_2)^2 c^2}{2m_2} \quad (4.12)$$

จากการใช้มวลของอนุภาคในสมการ 4.12 เราพบว่าถ้าจะผลิตไพออนเป็นกลางมวล 135 Mev/c²



รูป 4.12 แผนภาพไฟน์แมนของการผลิต W^+ จริง ระหว่างการชนโปรตอน-โปรตอน (สมการ 4.13) (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 230)

จะต้องใช้พลังงานตกกระทบในกรอบห้องปฏิบัติการประมาณ 280 Mev มีการทดลองหาอนุภาคใหม่ๆ จำนวนมาก โดยใช้วิธีให้ลำอนุภาคชนกัน เมื่อการอนุรักษ์โมเมนตัมไม่กำหนดให้มีพลังงานจลน์ของอนุภาคที่อยู่ด้านขวามือของสมการ ด้วยเหตุนี้พลังงานจลน์ทั้งหมดของลำอนุภาคทั้งสองก็จะถูกใช้ไปกับการผลิตอนุภาค

การชนโปรตอน-โปรตอนที่พลังงานสูงเพียงพอ สามารถปล่อยโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นโบซอนจริงออกมาโดยกระบวนการเช่น (ดูรูป 4.12)

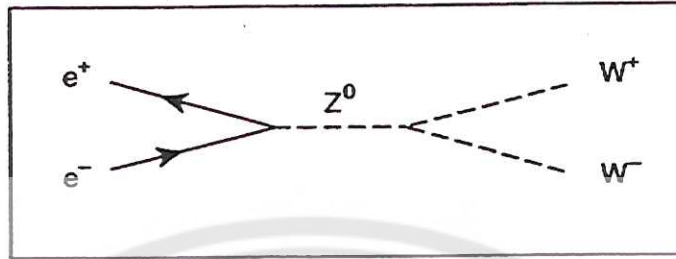


การชนโปรตอน-แอนติโปรตอนสามารถผลิต W^\pm ที่เป็นอนุภาคจริงโดยการประลัยของควาร์ก-แอนติควาร์ก ดังเช่น



และการชนกันของเลปตอนก็นำไปสู่การผลิตอนุภาคจริง W^\pm ได้ด้วยเช่นเดียวกัน ตัวอย่างแสดงในรูป 4.13

จากการสังเกตทางการทดลอง การผลิตอนุภาคจริงโบซอนอย่างอ่อนพบครั้งแรกการชนโปรตอน-แอนติโปรตอนที่เป็นการผลิต W^+ และโบซอนจริงมีประจุ W^+ นี้สลายไปด้วยชั่วชีวิตประมาณ 3×10^{-25} s และตรวจจับได้จากผลิตผลการสลายของมัน คู่เลปตอน-นิวทริโนหรือคู่



รูป 4.13 แผนภาพไฟน์แมนของการประลัยอิเล็กตรอน-โพสิตรอนไปเป็นโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นอนุภาคจริง (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 230)

ควาร์ก-แอนติควาร์ก ถูกนำมาสังเกตการคาย W^\pm เสมือนในอันตรกิริยาอย่างอ่อน กระบวนการเหล่านี้ สรุปลอยู่ในตาราง 4.1 การอนุรักษ์ของรุ่นเลปตอนกำหนดว่าคู่เลปตอน-นิวทริโนจะต้องก่อรูปมาจากรุ่นเดียวกัน แต่จะไม่กำหนดเข้มงวดกับการผลิตคู่ควาร์ก-แอนติควาร์ก อย่างไรก็ตาม การสลายแบบมีรุ่นผสมของควาร์กอาจมีอัตราการแตกสาขา (branching ratio) มีค่าเป็นศูนย์ให้เห็น เพราะว่าภาคตัดขวางของการเกิดกระบวนการมีค่าน้อยมาก (ดูเพิ่มเติมในหัวข้อ 4.3) การสลายเป็น $t\bar{b}$ ไม่อนุญาตให้ใช้เหตุผลของการอนุรักษ์มวล/พลังงาน

ตาราง 4.1 วิธีการสลายของโบซอนจริง W^+ (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 231)

สลายเป็น	อัตราส่วนการแตกสาขา (%)	ส่วนกว้างย่อย(Gev)
$e^+ \nu_e$	11	0.23
$\mu^+ \nu_\mu$	11	0.23
$\tau^+ \nu_\tau$	11	0.23
$u\bar{d}$	34	0.72
$c\bar{s}$	34	0.72

4.3 การผสมรุ่นควาร์ก (Quark Generation Mixing)

ในทางการทดลองพบว่ามีเพียงโปรตอนเท่านั้นที่เป็นแบริออนเสถียร และส่วนมิซอนไม่มีมิซอนเสถียรเลย ความจริงเหล่านี้อธิบายได้โดยการสลายอย่างอ่อน เช่น

$$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.15)$$

เมื่อมีการเปลี่ยนสเตรนจ์เนสส์ ($|\Delta S|=1$). ทำนองเดียวกับการสลายแบบผสมรุ่นที่เกี่ยวข้องกับเฟลเวอร์พวกหนัก มีความเป็นไปได้ด้วยที่ Σ^- จะสลายโดยกระบวนการอนุรักษ์สเตรนจ์เนสส์

$$\Sigma^- \rightarrow \Lambda + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.16)$$

เมื่อ $|\Delta S|=0$ เนื่องจากความแตกต่างกันทางมวลของสองกระบวนการ ดังนั้นค่า Q ของทั้งสองกระบวนการจะแตกต่างกันด้วย จึงคาดว่าอัตราส่วนการแตกสาขาของสองกระบวนการนี้จะต้องมีความแตกต่าง อย่างไรก็ตามเราคาดว่าค่า $f\tau_{1/2}$ (ผลคูณของฟังก์ชันเฟอร์มี f กับครึ่งชีวิตการสลาย $\tau_{1/2}$) ของสองกระบวนการนี้คล้ายคลึงกัน อย่างไรก็ตามจากการทดลองพบว่า

$$\frac{f\tau_{1/2}(|\Delta S|=1)}{f\tau_{1/2}(|\Delta S|=0)} \approx 12 \quad (4.17)$$

แสดงว่ากระบวนการที่มีการเปลี่ยนสเตรนจ์เนสส์สามารถเกิดขึ้นได้ แต่ถูกห้ามอย่างรุนแรง และสิ่งที่ได้จากการสังเกตเหล่านี้อธิบายได้ในบริบทของแบบจำลองมาตรฐาน โดยทฤษฎีที่ถูกเสนอเป็นครั้งแรกโดยแคบิบโบ (Cabibbo)

การแตกสาขาของการสลายมีได้หลายทาง (วิธี) คล้ายกับการไหลของกระแสเข้าไปในจุดต่อของวงจรที่อธิบายโดยกฎเคิร์ชฮอฟฟ์ (Kirchhoff's laws) และพจน์ของกระแสจะถูกนำมาใช้เชื่อมโยงกับลักษณะของอันตรกิริยาของอนุภาคอยู่เสมอ กระแสรวมทั้งหมดกำหนดให้เป็นผลรวมเชิงเส้นของกระแสที่เป็นตัวแทนของการสลายแต่ละวิธี ในกรณีของการสลายโดยวิธีสเตรนเจเนสส์อนุรักษ์ (J_0) และโดยวิธีสเตรนเจเนสส์เปลี่ยน (J_1) เราสามารถเขียนได้เป็น

$$J = aJ_0 + bJ_1 \quad (4.18)$$

เพราะว่าอัตราการเปลี่ยน (สถานะ) (transition rates) เป็นสัดส่วนกับสัมประสิทธิ์ยกกำลังสอง การทำให้เป็นบรรทัดฐาน (normalization) กำหนดว่า

$$a^2 + b^2 = 1 \quad (4.19)$$

ตามประเพณีนิยม ก็จะกำหนดให้

$$\begin{aligned} a &= \cos \theta_C \\ b &= \sin \theta_C \end{aligned} \quad (4.20)$$

เมื่อ θ_C เป็นมุมแคบิบโบ (Cabibbo angle) และสอดคล้องกับเงื่อนไขที่ให้ไว้ในสมการ (4.19) มุมแคบิบโบถูกพบต่อมาเป็น

$$\theta_C = \cot^{-1} \sqrt{\frac{f_{\tau_{1/2}}(|\Delta S|=1)}{f_{\tau_{1/2}}(|\Delta S|=0)}} \quad (4.21)$$

จากตัวอย่างของการสลาย Σ^- ที่ยกมาเป็นตัวอย่างอยู่ข้างบน เราจะได้ว่า $\theta_C = 16^\circ$

การสลายแบบสเตรนเจนเนสส์เปลี่ยนมืออยู่จริงเพราะว่าอันตรกิริยาอย่างอ่อนควบอัปควาร์ก (u) เข้ากับผลรวมเชิงเส้นของดาวนควาร์ก (d) และสเตรนจ์ควาร์ก (s), กำหนดให้โดย d' , มากกว่าที่จะเป็นดาวนควาร์ก ทฤษฎีแคบิบโบกำหนดให้

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \quad (4.22)$$

ชาร์มควาร์ก (c) สามารถพิจารณาให้เป็นการควบเข้ากับผลรวมเชิงเส้น

$$s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C \quad (4.23)$$

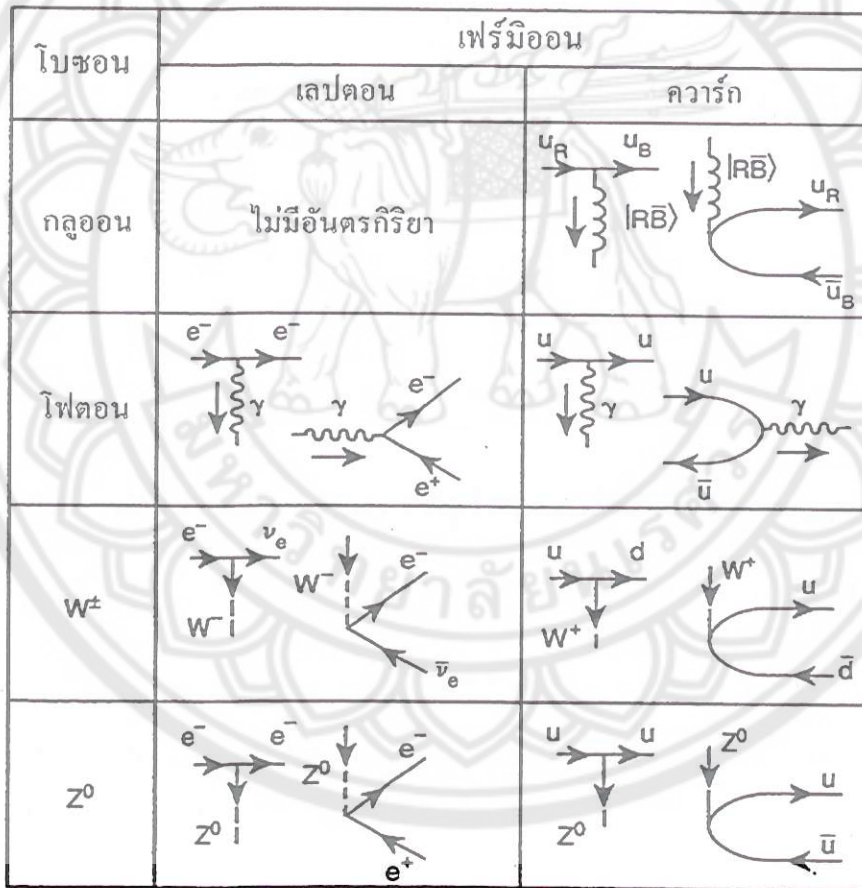
แนวทางนี้สามารถขยายครอบคลุมไปถึงพวกเฟลเวอร์ควาร์ก โดยทั่วไปใช้อธิบายการมีอยู่จริงของการผสมรุ่นในกระบวนการอย่างอ่อน

4.4 กฎการอนุรักษ์และหลักเกณฑ์จุดรวม (Conservation Law and Vertex Rules)

บนพื้นฐานของสารสนเทศที่ได้ให้ไว้ในบทที่ 1 และ 2 และในสองหัวข้อก่อน เป็นไปได้ที่เราจะสรุปเอากฎการอนุรักษ์ที่สำคัญๆ ไปไว้ที่จุดรวมในแผนภาพไฟน์แมน สำหรับในหัวข้อนี้ เราจะสรุปชนิดต่างๆ ของจุดรวม ที่ยินยอมสำหรับอันตรกิริยาแต่ละชนิด เราเคยอธิบายมาก่อนแล้วถึงเกจโบซอนสี่ชนิด คือกลูออน (สำหรับอันตรกิริยาอย่างแรง), โฟตอน (สำหรับอันตรกิริยาไฟฟ้า), W^\pm (สำหรับอันตรกิริยาอย่างอ่อนกระแสประจุ), และ Z^0 (สำหรับอันตรกิริยาอย่างอ่อนกระแสเป็นกลาง) สำหรับโบซอนอย่างอ่อน ในการนำเสนอของเรา เราจะแยกมันออกเป็นสองประเภท จุดรวมในแผนภาพไฟน์แมนที่ใช้กับโบซอนสองชนิดนี้ก็ให้แตกต่างกัน กฎการอนุรักษ์สำหรับเกจโบซอนต่างๆ ที่กระทำบนเลปตอนและควาร์ก จะสรุปไว้ที่ตาราง 4.2 ตัวอย่าง

ตาราง 4.2 สรุปกฎการอนุรักษ์สำหรับเกจโบซอนต่าง ๆ ที่กระทำบนเลปตอนและควาร์ก (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 233)

อันตรกิริยา	เกจโบซอน	เลปตอน ↔ นิวทริโน	การเปลี่ยน ควาร์กเฟลเวอร์	การเปลี่ยน ควาร์กสีเลตอร์
อย่างแรง	กลูออน	ไม่มีอันตรกิริยา	ไม่เปลี่ยน	เปลี่ยน
แม่เหล็กไฟฟ้า	โฟตอน	ไม่เปลี่ยน	ไม่เปลี่ยน	ไม่เปลี่ยน
อย่างอ่อน	W^\pm	เปลี่ยน	เปลี่ยน	ไม่เปลี่ยน
อย่างอ่อน	Z^0	ไม่เปลี่ยน	ไม่เปลี่ยน	ไม่เปลี่ยน



รูป 4.14 สรุปกฎการอนุรักษ์สำหรับเกจโบซอนต่าง ๆ ที่กระทำบนเลปตอนและควาร์ก (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 233)

ของจตุรรวมสาม (three-vertice) ในแผนภาพไฟน์แมน เราจะพิจารณากระบวนการให้อยู่ในรูป

$$\text{เฟรมิออน} \leftrightarrow \text{เกจโบซอน} + \text{เฟรมิออน} \quad (4.24)$$

หรือถ้าเป็นกระบวนการ การอุบัติ/การประลัย ก็พิจารณาให้อยู่ในรูป

$$\text{เฟรมิออน} + \text{เฟรมิออน} \leftrightarrow \text{เกจโบซอน} \quad (4.25)$$

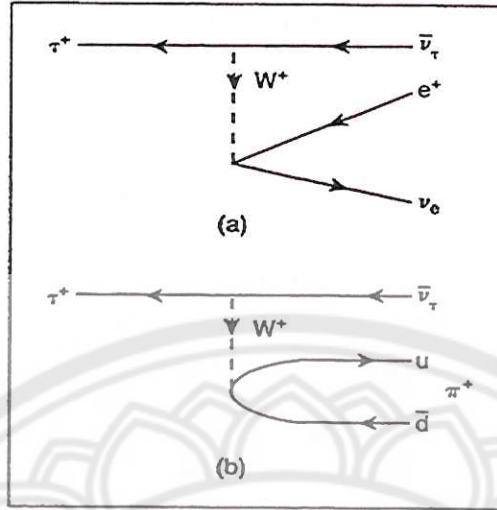
ในรูป 4.14 แสดงตัวอย่างของจตุรรวมเหล่านี้

ตาราง 4.3 การจำแนกประเภทของการสลายอนุภาค (ดัดแปลงจาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 234)

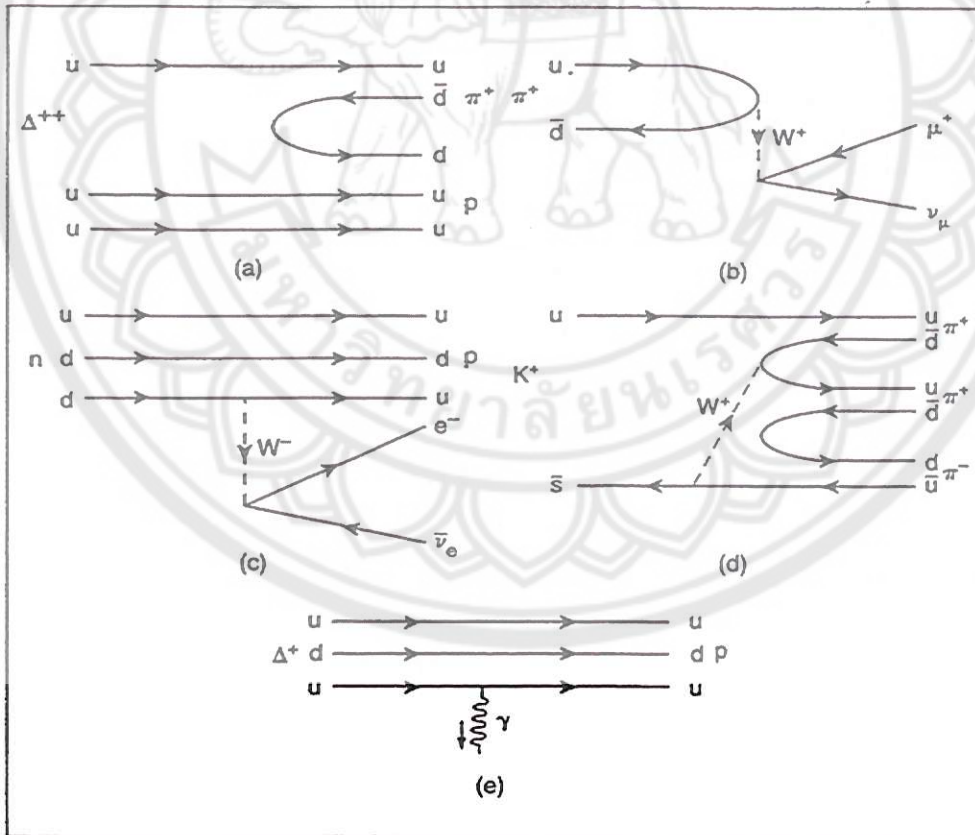
ลำดับ	ชนิดของการสลาย	อนุภาค	เกจโบซอน	ตัวอย่าง
1	การสลายเลปตอน	เลปตอน → เลปตอน	อย่างอ่อน	$\tau^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_e$
2	การสลาย เลปตอนแครดรอน	เลปตอน → เลปตอน + แครดรอน	อย่างอ่อน	$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$
3	การสลายแครดรอน	แครดรอน → แครดรอน	อย่างแรง	$\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$
4	การสลาย แครดรอนเล็ปตอน	แครดรอน → เลปตอน	อย่างอ่อน	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
5	การสลายแครดรอน กึ่งเลปตอน	แครดรอน → แครดรอน + เลปตอน	อย่างอ่อน	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
6	การสลายแครดรอน ไม่มีเลปตอน	แครดรอน → แครดรอน	อย่างแรง + อย่างอ่อน	$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$
7	แม่เหล็กไฟฟ้า	แครดรอน → แครดรอน + โฟตอน	แม่เหล็กไฟฟ้า	$\Delta^+ \rightarrow p + \gamma$

4.5 การจำแนกประเภทของอันตรกิริยา (Classification of Interaction)

ในหัวข้อที่แล้ว เราได้เห็นกระบวนการหลากหลายที่เกี่ยวข้องกับเล็ปตอน และ/หรือ ควาร์กและเกจโบซอนต่าง ๆ ซึ่งก็เห็นเป็นที่ชัดเจนว่ากระบวนการที่เกี่ยวข้องกับเล็ปตอนไม่อาจเป็นผลมาจากอันตรกิริยาอย่างแรงได้ ในเมื่อกลูออนไม่ได้ควมอยู่กับเล็ปตอน (ดูรูป 4.14) แต่อย่างไรก็ยังมีกระบวนการอันตรกิริยาอีกหลายชนิดที่อาจเป็นไปได้ เราอาจจัดประเภทของกระบวนการสลายที่ได้อภิปรายมานี้ไว้ในตาราง 4.3 โดยประเด็นของอันตรกิริยาต่าง ๆ ของการแต่ละชนิดการสลายจะมองเห็น ได้ดีที่สุดโดยการตรวจสอบด้วยแผนภาพไฟน์แมน ดังตัวอย่าง



รูป 4.15 ตัวอย่างการสลายอนุภาคเลปตอนตามที่กำหนดไว้ในตาราง 4.3 (a) และ (b) สอดคล้องกับเลขลำดับ 1 และ 2 ในตาราง (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 233)



รูป 4.16 ตัวอย่างการสลายแฮดรอนตามที่กำหนดไว้ในตาราง 4.3 (a) ถึง (e) สอดคล้องกับเลขลำดับ 3 ถึง 7 ในตาราง (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 235)

ที่แสดงในรูป 4.15 และ 4.16 ตัวอย่างเหล่านี้ทำให้เราจัดประเภทการสลายตามชนิดของอนุภาคตอนเริ่มต้นและตอนสุดท้าย หรือแบ่งตามชนิดของเกจโบซอนที่เกี่ยวข้องได้

4.6 โอกาสการเปลี่ยนและแผนภาพไฟน์แมน (Transition Probability and Feynman Diagram)

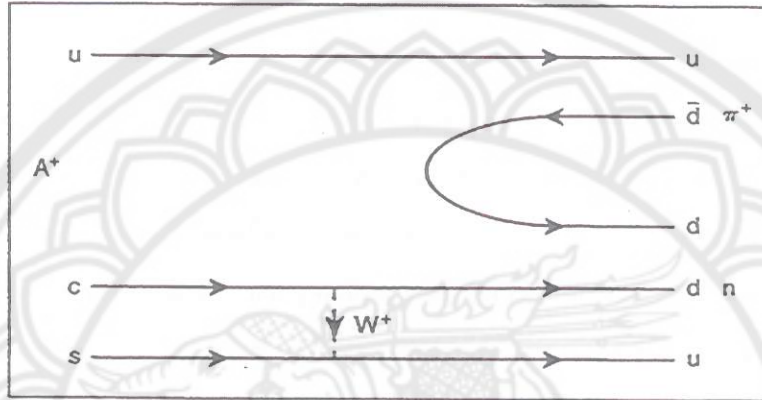
แม้ว่าการวิเคราะห์ในเชิงรายละเอียดของภาคตัดขวางปฏิกิริยาบนพื้นฐานของแผนภาพไฟน์แมนอาจเป็นไปได้ในทันที แต่เราก็สามารถคาดคะเนโดยประมาณถึงอัตราการเปลี่ยนสัมพัทธ์บนพื้นฐานของการวิเคราะห์เชิงคุณภาพบนแผนภาพไฟน์แมนได้ ในทั่ว ๆ ไป กระบวนการที่ถูกกำกับโดยกระบวนการอย่างแรงจะเกิดรวดเร็วกว่ามาก ดังเช่นในสถานการณ์ในรูป(8.16d) เมื่อทั้งอันตรกิริยาอย่างแรงและอย่างอ่อนถูกกำหนดให้มีอยู่ในกระบวนการ ชั่วชีวิตที่หาจากอันตรกิริยาอย่างอ่อนนี้เป็นการหาค่าอัตราสูงสุดของการเกิดกระบวนการ เราเคยกล่าวมาแล้วว่าการประลัยอิเล็กตรอน-โพซิตรอนชอบที่จะเกิดกับอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า (รูป 4.8a) มากกว่าที่จะเกิดกับอันตรกิริยาอย่างอ่อน (รูป 4.13) มาก ตามแนวทางคล้ายกันเราสามารถเปรียบเทียบการสลายไพออนเป็นกลางทางประจุผ่านทางอันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า (รูป 4.8) กับการสลายไพออนมีประจุผ่านทางกับอันตรกิริยาอย่างอ่อน (รูป 4.16b) ได้ดังนี้ กระบวนการสลายแรกมีชั่วชีวิต $8.7 \times 10^{-17} \text{ s}$ และ กระบวนการถัดมามีชั่วชีวิต $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$

การพิจารณาวิเคราะห์อย่างระมัดระวังของแผนภาพไฟน์แมนทำให้เราสามารถวิเคราะห์เชิงรายละเอียดของอัตราการเปลี่ยนสัมพัทธ์ ในชนิดต่าง ๆ ของกระบวนการทางแฮดรอน (hadronic process) ที่เกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาอย่างแรง และ/หรือ อย่างอ่อนได้มากขึ้น เราจะเริ่มต้นด้วยการพิจารณาอันตรกิริยาอย่างอ่อน ในรูป 4.1 แสดงกระบวนการอย่างอ่อนที่เรารู้จักกันดี คือการสลาย β ซึ่งเกี่ยวข้องกับทั้งเลปตอนและควาร์ก และในรูป 4.2 และ 4.4 แสดงการสลายอย่างอ่อนของมิซอน D ที่ไม่เกี่ยวข้องกับเลปตอน โดยทั้งหมดไม่มีการผสมรุ่นของควาร์กและการสลายไม่มีการถูกขยับยั้ง กระบวนการที่เกี่ยวข้องกับการเปลี่ยนรุ่นของควาร์กจะถูกข่มสัมพัทธ์กับกระบวนการอนุรักษ์ควาร์กเช่นเดียวกับที่เราได้เคยเห็นในมาแล้วในหัวข้อ 6.3 สำหรับตัวอย่างของกระบวนการที่เกี่ยวข้องกับเลปตอนและการผสมรุ่นของควาร์กคือการสลายมิซอน K^- แสดงดังในรูป 4.5 ส่วนการสลาย K^+ ในรูป 4.16d ไม่เกี่ยวข้องกับเลปตอน แต่มีการเปลี่ยนรุ่นของควาร์กในบางกรณี โบซอนอย่างอ่อนที่ควบอยู่กับสองควาร์กสามารถทำให้เกิดการเปลี่ยนสองรุ่น

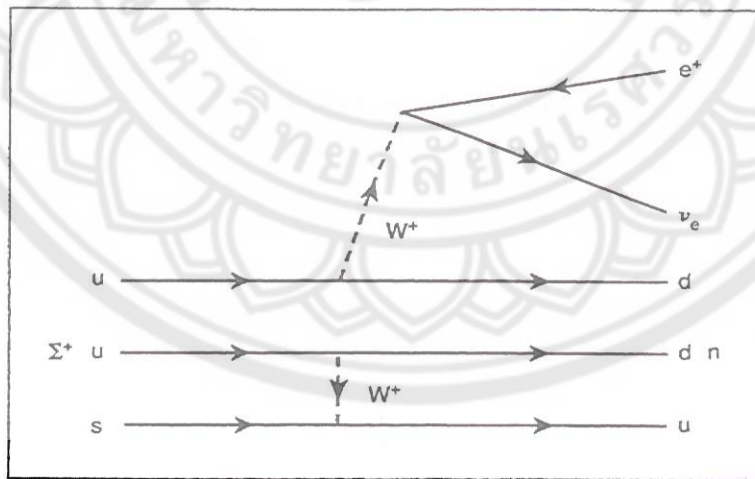
และถูกข่มสูงยิ่ง ตัวอย่างคือการสลายแบบ



ที่แสดงอยู่ในรูป 4.17 จากแนวโน้มนี้เราสามารถสร้างลำดับชั้นโดยประมาณ ของโอกาส การเปลี่ยนสำหรับการสลายอย่างอ่อนของแฮดรอนบนพื้นฐานของจำนวนการเปลี่ยนรุ่นของควาร์ก



รูป 4.17 การสลายของแบรีออน A^+ แสดงการผสมรุ่นของสองควาร์ก
(จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 236)



รูป 4.18 การสลายของแบรีออน Σ^+ แสดงสองโบซอนอย่างอ่อน
(จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 237)

การเกิดสถานการณ์ข่มอื่น ๆ เช่น

$$\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (4.17)$$

ดูรูป (4.18) เมื่อสองโบซอนถูกใช้เพื่อสร้างคู่เลpton-นิวทริโน และเพื่อทำให้เกิดการเปลี่ยนเฟลเวอร์ของควาร์ก

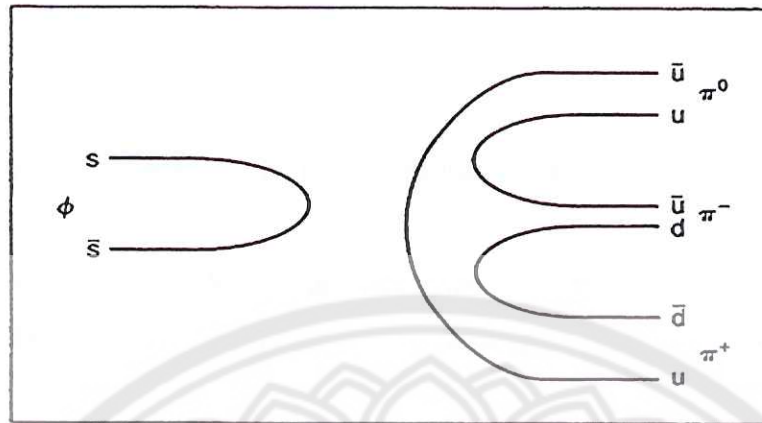
การวิเคราะห์ทำนองเดียวกันนี้ สามารถพิจารณาได้กับอันตรกิริยาอย่างแรง ดังตัวอย่างการสลายของมีซอน ϕ ($s\bar{s}$) วิธีการสลายหลักสองวิธีของการสลาย ϕ ไปเป็นไพออน :

$$\phi \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (4.18)$$

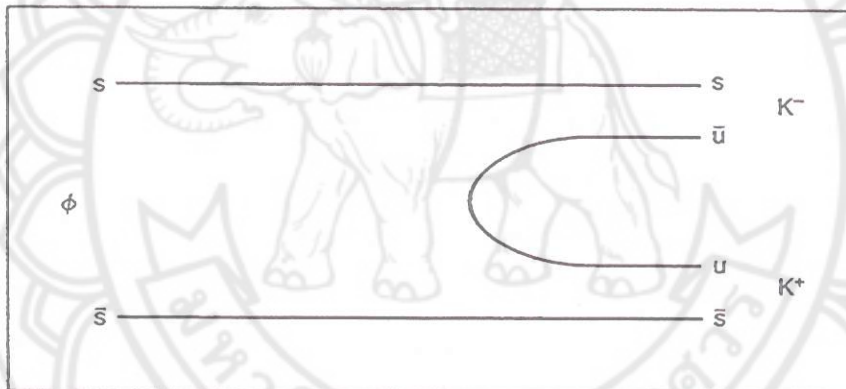
และสลายไปเป็นมีซอน K (เคออน) :

$$\phi \rightarrow K^+ + K^- \quad (4.19)$$

จากการพินิจพิจารณามวลของมีซอน บ่งชี้ว่า Q ของกระบวนการแรกมีค่า 605 Mev ขณะที่กระบวนการถัดมามีค่า 32 Mev จากการอภิปรายของเราที่ผ่านมาเสนอแนะว่าอัตราส่วนการแตกสาขา (branching ratio) ของปฏิกิริยาเหล่านี้ จะโดดเด่นอย่างมีนัยสำคัญอยู่ที่การสลายไปเป็นไพออน แต่อย่างไรก็ตาม จากการทดลองพบว่าอัตราส่วนการแตกสาขาสำหรับการสลายไปเป็นไพออนมีค่าประมาณร้อยละ 17 และสำหรับการสลายไปเป็นเคออนมีค่าประมาณร้อยละ 83 แผนภาพไฟน์แมนที่แสดงในรูป 4.19 และ 4.20 จัดทำขึ้นเพื่อความเข้าใจเกี่ยวกับพฤติกรรมนี้ แผนภาพที่แสดงนั้นเรียกว่าเป็นแผนภาพแบบไม่เชื่อมโยง (disconnect) เพราะไม่มีการไหลของควาร์กจากด้านซ้ายไปด้านขวาของแผนภาพ กฎของซไวค์ (Zweig's Rule) กล่าวว่ากระบวนการแบบไม่เชื่อมโยงถูกข่มเทียบกับกระบวนการแบบเชื่อมโยง (connect) ซึ่งการทำ ความเข้าใจในเหตุผลในเรื่องนี้เราจะต้องพิจารณาการถ่ายโอนสีจากควาร์กตอนเริ่มต้นไปสู่ควาร์กตอนสุดท้าย แต่ย้ำว่าไพออนทุกตัวจะต้องไม่มีสี ในรูป 4.20 สีควาร์กถูกถ่ายโอนโดยควาร์ก $s\bar{s}$ ทางด้านซ้าย ของแผนภาพไปสู่สเตรนจ์ควาร์กทางบนด้านขวาของแผนภาพ การเปลี่ยนสีสมนัยได้กับอันตรกิริยาแต่ละกลูออนตามเส้นทางของมันดังในรูป 3.7 อย่างไรก็ตามในรูป 8.19 แต่ละควาร์กไม่สามารถขนส่ง (นำพา) สีจากซ้ายไปขวาในแผนภาพได้ เนื่องจากกลูออนเป็นตัวขนส่งสี อันตรกิริยาแบบปราศจากสีจึงต้องการกลูออนสองกลูออน (หรือมากกว่า) ซึ่งคล้ายคลึงกันการข่มของกระบวนการอย่างอ่อนที่ต้องการโบซอนอย่างอ่อนสองโบซอน (หรือมากกว่า)



รูป 4.19 การสลายของมีซอน ϕ ไปเป็นไพออน กลูออนไม่ได้แสดงในรูป แต่จะอธิบายอยู่ในเนื้อหา (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 238)



รูป 4.20 การสลายของมีซอน ϕ ไปเป็นเคออน กลูออนไม่ได้แสดงในรูป แต่จะอธิบายอยู่ในเนื้อหา (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 238)

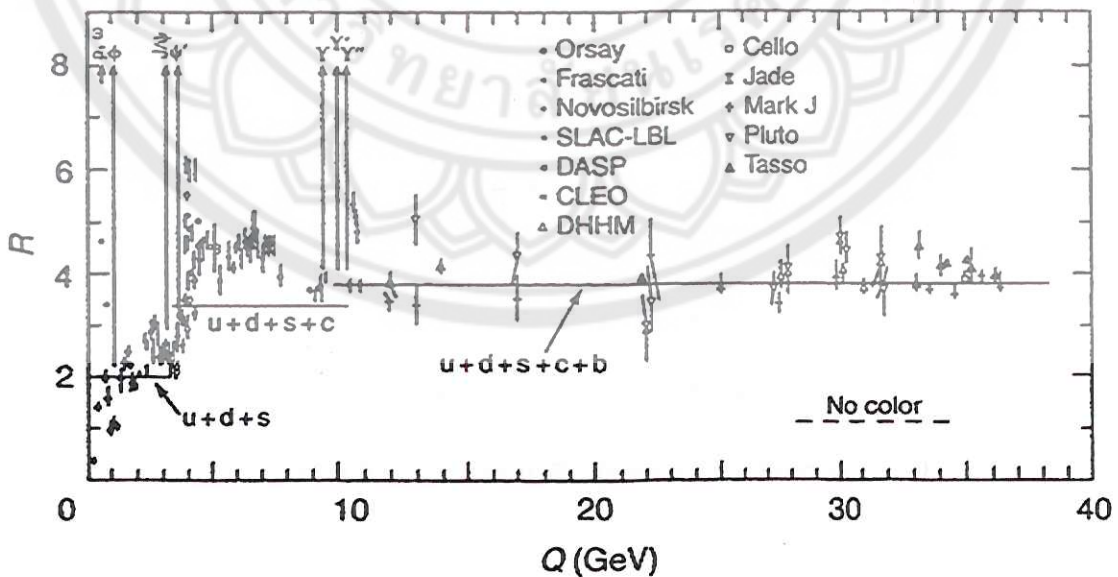
4.7 การผลิตมีซอนและการแตกเป็นชิ้นส่วน (Meson Production and Fragmentation)

การศึกษาการผลิตมีซอนในการชนที่พลังงานสูงทำให้เราเข้าใจอย่างลึกซึ้งในฟิสิกส์ของอันตรกิริยาของอนุภาค ให้เราพิจารณาการผลิตอนุภาคในการชนของอิเล็กตรอน-โพซิตรอน

กระบวนการนี้อาจผลิตคู่เลปตอน-แอนติเลปตอน ซึ่งที่การชนที่พลังงานพอประมาณ ส่วนมากจะเป็นการผลิตมีวออน

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^- + \mu^+ \quad (4.30)$$

กระบวนการที่เป็นไปได้อย่างอื่น คือการผลิตแฮดรอน นั่นคือการผลิตควาร์ก-แอนติควาร์ก (ที่มีเฟลเวอร์เดียวกัน) ดังแสดงในรูป 4.10b เราจะคาดหมายว่าเมื่อใดที่พลังงานศูนย์กลางมวล (center of mass energy) ทั้งหมดก่อนชนเท่ากับพลังงานมวลนิ่งของกลุ่มควาร์ก-แอนติควาร์กหลังชนแล้ว จะมีการผลิตแฮดรอนเกิดมากกว่าเมื่อเทียบเคียงกับการผลิตเลปตอน อัตราส่วนของภาคตัดขวางของการผลิตแฮดรอนต่อการผลิตมีวออนที่ได้มาจากเทคนิคทางการทดลองลงจุดแสดงอยู่รูป 4.21 โดยมีเรโซแนนซ์ที่สมนัยกับการก่อรูปเป็นสถานะทั้งหลายของมีซอนแสดงอยู่ในรูป ที่สถานะพลังงานต่ำสุด เรโซแนนซ์จะสมนัยกับสถานะ $u\bar{u}/d\bar{d}$ ต่าง ๆ ถัดมาเรโซแนนซ์ ϕ จะสมนัยกับ $s\bar{s}$ และที่พลังงานสูง ๆ เรโซแนนซ์จะเกี่ยวพันกับพวกเฟลเวอร์หนัก (heavy flavors) สำหรับรายละเอียดของสถานะที่เรียงเป็นลำดับอยู่ในรูปนี้ในพจน์ขององค์ประกอบควาร์กของมีซอนโดยทั่วไปจะกล่าวอยู่ในหัวข้อเรื่องแบบจำลองควาร์ก ในรูป 4.21 แสดงภาคตัดขวางที่ได้มาจากการคำนวณทั้งมีสีและไม่มีสี ภาคตัดขวางที่มีค่ามากอยู่ระหว่างเรโซแนนซ์เป็นหลักฐานแน่นหนาแสดงถึงการมีอยู่ของสี

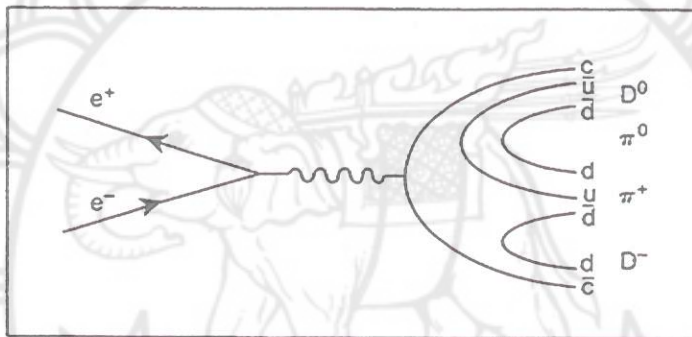


รูป 4.21 อัตราส่วน, R , ของภาคตัดขวางของการผลิตแฮดรอนต่อภาคตัดขวางของการผลิตมีวออน จากการชนกันของอิเล็กตรอน-โพซิตรอน (จาก F. Halzen and A. D. Martin, *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York, 1984)

การทดลองเหล่านี้จะทำให้เราคาดหมายสถานะควาร์ก-แอนติควาร์กได้ว่าก่อรูปมาจากควาร์กที่มีเฟลเวอร์เดียวกัน แต่อย่างไรก็ตามในทางปฏิบัติเราสังเกตเห็นว่ามีอนุภาคมีซอนมากมายหลายชนิดที่ประกอบไปด้วยควาร์กที่มีเฟลเวอร์ผสม การทำความเข้าใจเกี่ยวกับเหตุผลของการมีพฤติกรรมดังกล่าวเกี่ยวข้องกับความเข้าใจเรื่องสมบัติพื้นฐานของกลูออนและควาร์ก ดังตัวอย่างตัวอย่างให้พิจารณาการก่อรูปของ $c\bar{c}$ ระหว่างการชนของอิเล็กตรอน-โพสิตรอน จากการสังเกตแสดงให้เห็นว่ากระบวนการที่เป็นไปได้คือ :

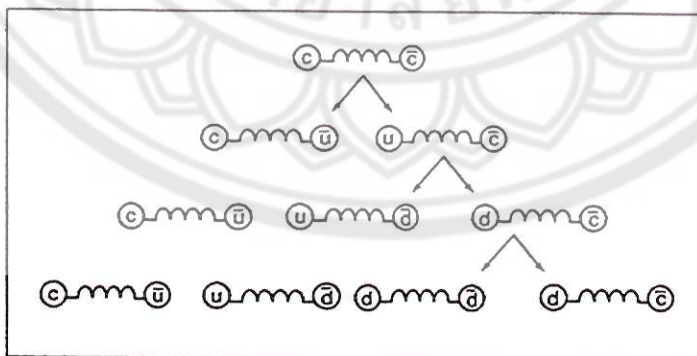


เราสามารถทำความเข้าใจกระบวนการนี้ได้จากแผนภาพไฟน์แมนในรูป 4.22 เกจโบซอนที่อยู่



รูป 4.22 แผนภาพไฟน์แมนของกระบวนการ

$e^- + e^+ \rightarrow D^0 + \pi^0 + \pi^+ + D^-$ (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 240)



รูป 4.23 ภาพแสดงกระบวนการทางฟิสิกส์เกี่ยวกับการขาดของพันธะกลูออนในปฏิกริยา (R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 240)

ในรูปที่เป็นโพตอน สามารถแสดงเป็น Z^0 ได้ด้วย การก่อรูปเป็นอนุภาคเกิดมาจากการก่อรูปเป็นคู่ของอนุภาคควาร์ก-แอนติควาร์ก ในกรณีนี้ไม่มีการผสมเฟลเวอร์ และกระบวนการที่อยู่ทางด้านขวามือของเกอโบซอนในรูปเป็นผลมาจากอันตรกิริยาอย่างแรง และเรียกกระบวนการนี้ว่าเป็นการแตกเป็นชิ้นส่วน (fragmentation) เราอาจมองกระบวนการแตกเป็นชิ้นส่วนนี้ในพจน์ของการขาดของกลูออนและก่อรูปคู่ของอนุภาคขึ้นมาใหม่ดังแสดงในรูป 4.23 การขาดกันของพันธะกลูออน (gluon bond) ทำให้เกิดควาร์กและแอนติควาร์กขึ้นมาใหม่ ดังที่เห็นอยู่ที่ปลายทั้งสองข้างของพันธะในรูป ซึ่งการก่อรูปของมีซอนที่มีเฟลเวอร์ผสมสามารถก่อรูปขึ้นมาได้ตามแนวทางทำนองนี้

4.8 การฝ่าฝืนซีพีในการสลายมีซอนเป็นกลาง (CP Violation in Neutral Meson Decays)

ในนิวเคลียร์ฟิสิกส์ เราจะพบว่าในการสลายอนุภาคบีตาสามารถฝ่าฝืนการอนุรักษ์ของเพริติได้ เนื่องจากว่าเมื่อมีการดำเนินการเพริติ (parity operation), (P), ระบบที่ได้หลังจากการดำเนินการมีการเปลี่ยนแปลงหรือไม่เป็นระบบที่ยืนยง (invariant) แต่ถ้าการดำเนินการเพริติ (P) ทำรวมกับการสังยุคประจุ (charge conjugate), (C), ไปด้วยแล้ว กระบวนการสลาย β ก็จะแสดงความยืนยงออกมาให้เห็น ดังนั้นถึงแม้ว่าการสลาย β จะสามารถฝ่าฝืนการอนุรักษ์เพริติได้ แต่พอดำเนินการ CP ก็ไม่ได้ทำให้เปลี่ยนแปลง (ยืนยง)

การสลายของมีซอนที่เป็นกลางทางประจุจะเป็นตัวสาธิตให้เห็นว่าอันตรรกอย่างอ่อนสามารถฝ่าฝืนการอนุรักษ์ CP ได้ ดังที่จะเห็นได้จากการสังเกตกระบวนการสลายของ K^0 ($d\bar{s}$) และ \bar{K}^0 ($\bar{d}s$) ที่เป็นปฏิยานุภาคของมันที่จะอภิปรายข้างล่างต่อไปนี้ ซึ่งใช้ได้กับการสลาย D^0 , B_d^0 และ B_s^0 ได้ด้วยเช่นกัน มีซอน K^0 และ \bar{K}^0 สามารถสลายได้หลายวิธี ได้แก่การสลายให้สองไพออน, สามไพออน, และไพออนกับเลปตอน วิธีการสลายให้สองไพออน คือ

$$K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \quad (4.32)$$

และ

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (4.33)$$

และทำนองเดียวกัน สำหรับ \bar{K}^0 คือ

$$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \quad (4.34)$$

และ

$$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (4.35)$$

เนื่องจากการสลายของมีซอน K^0 และ \bar{K}^0 ต่างก็ให้ผลผลิตการสลายที่เหมือนกัน จึงมีความเป็นไปได้ที่จะมีกระบวนการต่อไปนี้เกิดขึ้นได้ คือ

$$K^0 \rightarrow 2\pi \rightarrow \bar{K}^0 \quad (4.36)$$

ซึ่งจะเป็นการเปลี่ยนอนุภาค K^0 ไปเป็นปฏิยานุภาคของมัน เพื่อที่จะพิจารณาการย่นยงของของ CP ของกระบวนการเหล่านี้ ให้เราพิจารณาดังที่สมบัติของไพออน การสังยุคประจุที่ใช้กับฟังก์ชันคลื่นของไพออนมีสมบัติดังต่อไปนี้

$$\begin{aligned} C\psi(\pi^0) &\rightarrow \psi(\pi^0) \\ C\psi(\pi^+) &\rightarrow \psi(\pi^-) \\ C\psi(\pi^-) &\rightarrow \psi(\pi^+) \end{aligned} \quad (4.37)$$

และการดำเนินการเพริติ เขียนได้เป็น

$$\begin{aligned} P\psi(\pi^0) &\rightarrow -\psi(\pi^0) \\ P\psi(\pi^+) &\rightarrow -\psi(\pi^+) \\ P\psi(\pi^-) &\rightarrow -\psi(\pi^-) \end{aligned} \quad (4.38)$$

สำหรับสถานะสองไพออน $\pi^0 + \pi^0$ หรือ $\pi^+ + \pi^-$ ที่มี $L=0$ สามารถแสดงให้เราเห็นได้ว่าการดำเนินการ CP จะเหลือสถานะที่ย่นยง ไม่เปลี่ยนแปลง นั่นคือ

$$\begin{aligned} CP\psi(\pi^0, \pi^0) &\rightarrow \psi(\pi^0, \pi^0) \\ CP\psi(\pi^+, \pi^-) &\rightarrow \psi(\pi^+, \pi^-) \end{aligned} \quad (4.39)$$

ดังนั้น จากสมการ 4.36 ก็จะได้ความดังต่อไปนี้ว่า ถ้าหากสถานะไพออนที่อยู่ระหว่างสถานะมีซอนตอนเริ่มต้นและสถานะมีซอนตอนสุดท้ายย่นยงกับการดำเนินการ CP แล้ว สถานะมีซอน

ตอนเริ่มต้นและสถานะมีซอนตอนสุดท้ายควรจะขึ้นงด้วย แต่อย่างไรก็ตาม จากการดำเนินการ CP เรากลับพบว่า

$$\begin{aligned} \text{CP} \psi(K^0) &\rightarrow \psi(\bar{K}^0) \\ \text{CP} \psi(\bar{K}^0) &\rightarrow \psi(K^0) \end{aligned} \quad (4.40)$$

ซึ่งเป็นการฝ่าฝืนการดำเนินการ CP เนื่องจากตามสมการ 4.36 K^0 สามารถเปลี่ยนไปเป็น \bar{K}^0 หรือกลับกัน ดังนั้นสถานะ K^0 จะเป็นสถานะบริสุทธิ์ไม่ได้ แต่จะเป็นสถานะผสมของ K^0 และ \bar{K}^0 และเราจะเขียนสถานะผสมนี้เป็น

$$\psi(K_S) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi(K^0) + \psi(\bar{K}^0)] \quad (4.41)$$

และ

$$\psi(K_L) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi(K^0) - \psi(\bar{K}^0)] \quad (4.42)$$

มันจะสามารถแสดงได้ว่า

$$\text{CP} \psi(K_S) = \psi(K_S) \quad (4.43)$$

และ

$$\text{CP} \psi(K_L) = -\psi(K_L) \quad (4.44)$$

ความหมายของครรชนีล่าง S และ L นี้จะอธิบายต่อไป ด้วยเห็นชัดเจนแล้วว่าสถานะผสมตามสมการ 4.41 ของ K_S (สำหรับวิธีการสลายแบบให้สองนิวคลีออน) สอดคล้องกันกับการอนุรักษ์ CP เพื่อทำความเข้าใจกับสถานะ K_L ให้เราดูการสลายแบบให้สามไพออน คือ

$$K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \quad (4.45)$$

และ

$$K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \quad (4.46)$$

และสำหรับการสลายของ \bar{K}^0 ก็คล้ายคลึงกัน เมื่อใช้การดำเนินการ CP ดำเนินการกับสถานะสามมีซอน ก็จะได้

$$CP \psi(3\pi) = -\psi(3\pi) \quad (4.47)$$

เพราะฉะนั้นวิธีการสลายแบบให้สามไพออนสำหรับ K_L จะสอดคล้องต้องกันกับการขึ้นยง CP ในทางการทดลองพบว่ามีซอน K^0 (ซึ่งเป็นสถานะผสมของ K^0 และ \bar{K}^0) มีชั่วชีวิตสองค่า คือ 8.9×10^{-10} s และ 5.2×10^{-8} s ซึ่งสมนัยกับการสลายของ K_S และ K_L เพราะฉะนั้น ครรชนีล่าง S จึงแทนสถานะอายุสั้น (short) และ L แทนสถานะอายุยาว (long) จากการสังเกต ยังพบอีกด้วยว่าวิธีการสลายของสถานะเหล่านี้คือ $K_S \rightarrow 2\pi$ และ $K_L \rightarrow 3\pi$ สอดคล้อง ต้องกันกับการขึ้นยง CP (K_L ยังสามารถสลายให้ไอออนบวกกับเลปตอนได้ด้วย) จากการ สังเกตมวล การสลายแบบให้สามไพออนจะมีค่า Q น้อยกว่าของการสลายแบบให้สองไพออน เพราะฉะนั้นจึงปรากฏออกมาว่าการสลายแบบให้สามไพออนจะมีชั่วชีวิตยาวกว่า

ใน ค.ศ. 1964 มีการทดลองที่ทำขึ้นโดยโครนิน (Cronin) กับฟิตช์ (Fitch) และเพื่อน ร่วมงานของเขาเพื่อดูการสลาย $K_L \rightarrow 2\pi$ ซึ่งจะฝ่าฝืนการขึ้นยง CP ซึ่งจากการวิเคราะห์ข้อมูล อย่างระมัดระวังบ่งชี้ว่ามีร้อยละ 0.3 ที่ K_L สลายไปเป็นสถานะ สองไพออน ผลลัพธ์ที่ได้นี้เป็น หลักฐานอย่างชัดเจนที่แสดงว่ากระบวนการอย่างอ่อนสามารถฝ่าฝืนการอนุรักษ์ CP ได้

จากในเรื่องทฤษฎีการสลาย β หากเอาการสังยุคประจุเข้าไปร่วมด้วยแล้ว ก็จะทำให้ การสลาย β คิ่นสู่กฎการอนุรักษ์ นอกจากนี้ยังเชื่ออีกว่า ในอันตรกิริยาอย่างอ่อน หากเอาการ ย้อนกลับเวลา (time reversal), (T), เข้าร่วมด้วย ก็จะคิ่นกฎการอนุรักษ์เช่นเดียวกัน นั่นคือ กระบวนการเหล่านี้ยังภายใต้การดำเนินการ CPT แต่หลักฐานทางการทดลองที่จะยืนยัน สมมุติฐานนี้ยังคงต้องรออีกนาน

เอกสารอ้างอิง

- Arya, A. P. (1970) *Elementary Modern Physics*, Addison-Wesley, Phillippines.
- Arya, A. P. (1968) *Fundamental of Nuclear Physics*, 2nd Edit, Allyn and Bacon, Boston.
- Burcham, W. E. and Jobes, M (1995) *Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Das, A. and Ferbel T. (1994) *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.

- Devanathan V. (2006) *Nuclear Physics*, Narosa Publish House, New Delhi.
- Dunlap, R. D. (2004) *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004.
- Halzen, F and Martin, A. D. (1984) *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York.
- Henley E. M. and Garcia A. (2007) *Subatomic Physics*, 3rd Edit, World Scientific, New Jersey.
- Griffiths, D. (2008) *Introduction to Elementary Particles*, Wiley, New York.
- Perkins, D. H. (2000) *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edit, Cambridge University Press, Cambridge.
- Seiden, A. (2005) *Particle Physics : A Comprehensive Introduction*, Addison-Wesley, San Francisco.

แบบฝึกหัด

4.1 จากวิธีการสลายชาร์มอย่างอ่อน (weak charmed decay) ของบอตทอมมีซอน (bottom meson), B^+ , ต่อไปนี้

(ก) $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 + \mu^+ + \nu_\mu$

(ข) $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^+$

(ค) $B^+ \rightarrow D^- + \pi^+ + \pi^+$

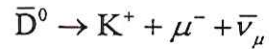
(ง) $B^+ \rightarrow D_s^+ + \bar{K}^0$

ให้วาดแผนภาพไฟน์แมนของการสลายเหล่านี้

4.2 เหตุใดการสลาย

$$\bar{D}^0 \rightarrow K^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

จึงถูกห้ามสลาย ขณะที่การสลาย



ไม่ถูกห้าม ให้อธิบาย

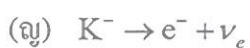
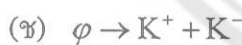
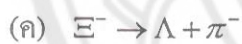
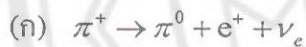
4.3 ให้อภิปรายถึงความเป็นไปได้ของวิธีการสลายอื่นแบบอื่น ๆ ของโบซอน W^+ นอกเหนือจากที่แสดงในตาราง 4.1 โดยเฉพาะอย่างยิ่ง ให้พิจารณาการสลายไปสู่ $u\bar{s}$, $u\bar{b}$, $c\bar{d}$, $c\bar{b}$, $t\bar{d}$, $t\bar{s}$ และ $t\bar{b}$

4.4 ให้อธิบายแผนภาพไฟน์แมนของกระบวนการที่กำหนดไว้ในสมการ 4.14

4.5 ให้อธิบายรูป 4.2 ที่มีการระบุแผนผังทางสี (coloring scheme) ที่สมเหตุสมผลของควาร์ก โดยแสดงกลูออนที่จำเป็น

4.6 ให้อภิปรายวิธีการสลายที่เป็นไปได้ของมีซอนจริง (real meson) Z^0

4.7 ให้ตัดสินใจว่าแต่ละวิธีการสลายต่อไปนี้ ได้รับการยินยอมให้เกิดหรือไม่ ถ้าได้รับการยินยอมก็ให้อธิบายอันตรกิริยาที่ใช้ดำเนินกระบวนการ แต่ถ้าไม่ได้รับการยินยอมก็ให้หาว่าไปฝ่าฝืนกับกฎการอนุรักษ์อะไร



4.8 ให้ตัดสินใจว่าแต่ละวิธีการสลายต่อไปนี้ ได้รับการยินยอมให้เกิดหรือไม่ ถ้าได้รับการยินยอมก็ให้อธิบายอันตรกิริยาที่ใช้ดำเนินกระบวนการ แต่ถ้าไม่ได้รับการยินยอมก็ให้หาว่าไปฝ่าฝืนกับกฎการอนุรักษ์อะไร

(ก) $\Delta^+ + p \rightarrow p + p + \gamma$

(ข) $\nu_e + \tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau$

(ค) $K^+ + n \rightarrow p + \pi^0$

(ง) $\Delta^{++} + \pi^+ \rightarrow K^+ + K^+$

(จ) $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$

(ฉ) $\nu_\mu + \mu^- \rightarrow e^- + \nu_e$

(ช) $\nu_\tau + e^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + e^+ + e^-$

(ซ) $n + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+$

(ญ) $\mu^+ + \mu^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$

(ฎ) $\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^0$



บทที่ 5

ทฤษฎีการรวมแบบสมบูรณ์

และปัญหานิวทริโนสุริยะ

(GRAND UNIFIED THEORIES

AND THE SOLAR NEUTRINO PROBLEM)

5.1 ทฤษฎีการรวมแบบสมบูรณ์ (Grand Unified Theories)

แบบจำลองมาตรฐานที่เราถ้าวอยู่ในสองบทที่แล้ว ตั้งอยู่บนพื้นฐานความเชื่อมาตรฐานดังต่อไปนี้

1. แสครอนประกอบไปด้วยควาร์ก
2. เลขควาร์ก, เลขเลปตอน, และรุ่นเลปตอน อนุกรักษ์
3. นิวทริโนไร้มวล

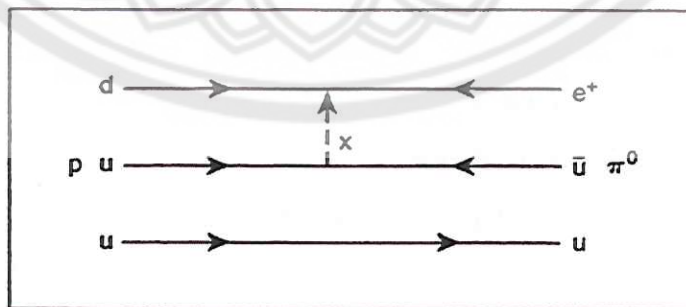
ที่ผ่านมาหลักฐานสำคัญทางการทดลองจำนวนมากที่สนับสนุนและยืนยันแบบจำลองควาร์ก และยังไม่มีการสังเกตใด ๆ ที่จะมาเป็นหลักฐานโดยตรงเพื่อแสดงให้เห็นว่าเลขควาร์กหรือเลปตอนไม่อนุกรักษ์ แต่จากการทดลองเกี่ยวกับนิวทริโนในปัจจุบัน มีบางการทดลองที่เมื่อแปลความแล้วเป็นหลักฐานบ่งชี้ได้ว่าการไม่อนุกรักษ์ของรุ่นเลปตอน และนิวทริโนมีมวล ซึ่งหากที่จะอธิบายโดยใช้สมมุติฐานตามแบบจำลองมาตรฐานที่มีอยู่เดิม จึงต้องจัดทำหลักพื้นฐานของแบบจำลองมาตรฐานขึ้นมาใหม่สำหรับใช้อธิบายผลการสังเกตทางทดลองดังกล่าว และในการจัดทำหลักพื้นฐานใหม่นี้เกี่ยวข้องกับการรวมอันตรกิริยาอย่างแรง (strong interaction) กับอันตรกิริยาอย่างอ่อน ไฟฟ้า (electroweak interaction) เข้าด้วยกัน ตามแนวทางของการรวมอันตรกิริยาอย่างอ่อน (weak interaction) กับอันตรกิริยาทางแม่เหล็กไฟฟ้า (electromagnetic interaction) เป็นอันตรกิริยาอย่างอ่อนไฟฟ้าที่อยู่ในแบบจำลองมาตรฐาน กล่าวได้ว่าเป็นการรวมแบบสมบูรณ์ เพราะเป็นการรวมแรงธรรมชาติทั้งหมดทุกแรงเข้าด้วยกัน (ยกเว้นแรงโน้มถ่วงซึ่งเป็นแรงที่อ่อนมากไม่ได้นำมาคิดรวมด้วย) ทฤษฎีที่ได้นี้เรียกว่าทฤษฎีการรวมแบบสมบูรณ์ (Grand Unified Theories) หรือเรียกย่อ ๆ ว่า GUTs แนวทางของการรวมจะอธิบายในเชิง

ปรากฏการณ์วิทยาได้ดังต่อไปนี้ ที่ระยะห่างน้อย ๆ เป็นอย่างน้อย ความแรงของอันตรกิริยาอย่างแรงจะลดลงเรื่อย ๆ ตามการลดลงของระยะห่าง (ให้นึกถึงการถูกยึดด้วยแรงของสปริง) ตรงที่ระยะห่างค่าหนึ่ง ขนาดของอันตรกิริยาทั้งสามจะเทียบเคียงกัน (หรือพอกัน) ตรงที่ค่าระยะห่างนี้ ก็จะเป็นตัวกำหนดสเกลของมวล/พลังงานที่จะทำให้อันตรกิริยาถูกรวมกัน ตาม GUTs แบบง่ายสุด จะคาดคะเนได้ว่า การรวมอันตรกิริยาจะเกิดที่สเกลระยะห่างประมาณ 10^{-31} m และสมนัยได้กับพลังงานประมาณ 10^{15} GeV (ทฤษฎีในปัจจุบันเสนอแนะว่าสเกลพลังงานสำหรับรวมอันตรกิริยา อาจสูงกว่าค่าที่ประมาณการนี้) พลังงานนี้มีอันดับขนาดมากกว่าพลังงานที่ได้จากเครื่องเร่งที่ใช้เทคโนโลยีปัจจุบันประมาณ 10 เท่า ที่พลังงานนี้ควาร์กและเลปตอนจะกลายมาสมมูล (equivalent) กัน อันตรกิริยาก็จะถูกสื่อกลาง (ยังค้นไม่พบ) โดยเกจโบซอนที่มีมวลมาก [เรียกว่าเอกซ์โบซอน (X-boson)] ที่สามารถควมควาร์กและเลปตอนได้ ดังนั้นที่พลังงานนี้การอนุรักษ์ของเลขควาร์ก หรือการอนุรักษ์ของเลขเลปตอนก็ไม่ต้องมาเกี่ยวพัน ขณะที่การอภิปรายในรายละเอียดของ GUTs จะเกินขอบเขตของหนังสือเล่มนี้ แต่การวิเคราะห์ข้อมูลจากบางการทดลองก็ทำให้เข้าใจในสิ่งที่ น่าสนใจบางประการ

สิ่งตามมาที่สำคัญของ GUTs คือการเกี่ยวพันกับเสถียรภาพของโปรตอน กล่าวคือหาก เลขควาร์กและเลขเลปตอนไม่อนุรักษ์ แล้วโปรตอนสามารถสลายได้ ถ้าหากเกิดขึ้นได้จริงวิธีการ สลายหลักก็จะเป็น



เหมือนดังแสดงในรูป 5.1 ความเป็นไปได้ของการสลายโปรตอนถูกสังเกตทางการทดลองโดยใช้ ตัวตรวจจับ (detector) ขนาดใหญ่ที่บรรจุน้ำไว้เต็ม และการสังเกตก็ทำได้โดยการตรวจจับแสงจาก



รูป 5.1 การสลายโปรตอน (สมการ 5.1) โดยมีสื่อกลางเป็นเอกซ์โบซอนเสมือน (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 246)

การแผ่รังสีเชเรนโกฟ (Cerenkov radiation) ที่เป็นผลผลิตตามมา วิธีการเช่นนี้เป็นวิธีการสำคัญที่ใช้กับการตรวจจับนิวทรีโนด้วย ดังจะกล่าวในหัวข้อถัดไป การสลายโปรตอนไม่เคยถูกสังเกตมาก่อน แต่จากผลการทดลองในปัจจุบันตามสมการ 5.1 ได้ค่าขีดจำกัดล่างของชั่วอายุของการสลายประมาณ 3×10^{33} yr สอดคล้องต้องกันกับค่าที่ทำนายโดย GUTs แบบง่ายที่สุด แต่ค่าอาจจะถูกปรับใหม่ตาม GUTs ซับซ้อน และตามผลการทดลองอื่น ๆ ที่ต่อเนื่องตามมา

มีการทดลองจำนวนมากเกี่ยวกับสมบัติของนิวทรีโน และที่น่าสนใจอย่างยิ่งเมื่อนำมาพิจารณาพร้อมกับความสมเหตุสมผลที่เป็นไปได้ของ GUTs ดังจะกล่าวในอีกสองหัวข้อถัดไป

5.2 นิวทรีโนสุริยะ (Solar Neutrinos)

การผลิตพลังงานในดวงอาทิตย์ พลังงานที่ได้เกือบทั้งหมด (ร้อยละ 98) มาจากวัฏจักรโปรตอน-โปรตอน (proton-proton cycle) ซึ่งในวัฏจักรจะมีกระบวนการที่ผลิตอนุภาคนิวทรีโนออกมาด้วยซึ่งจะเรียกว่านิวทรีโนสุริยะ (solar neutrino) กระบวนการผลิตนิวทรีโนในวัฏจักรมาจากการสลายอนุภาคบีตา การสลายชนิดที่ให้อนุภาคนิวทรีโนคือการสลาย β^+ เช่น

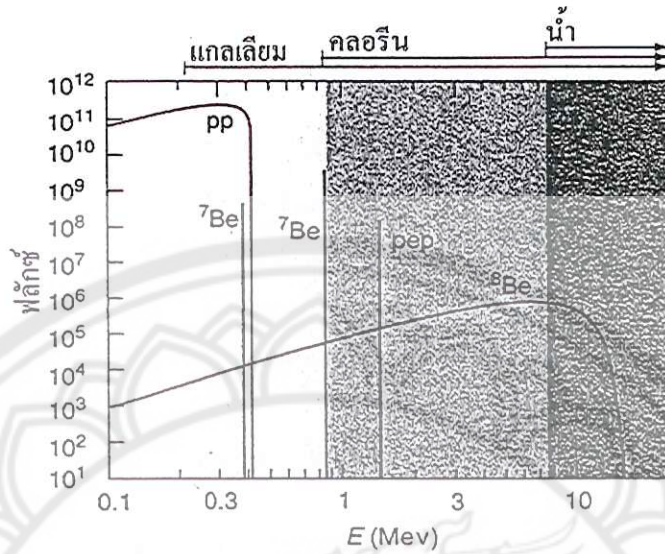


และการจับยึดอิเล็กตรอน (electron capture) เช่น



ทั้งสองกรณีนี้ นิวทรีโนที่ได้ออกมาจะเป็นนิวทรีโนของอิเล็กตรอน (เรียกว่าอิเล็กตรอนนิวทรีโน) กระบวนการนอกเหนือจากนี้จะให้แอนตินิวทรีโน (antineutrino) ซึ่งเป็นปฏิยานุภาคของนิวทรีโน ในกระบวนการแรก การแจกแจงพลังงานของนิวทรีโนจะเป็นแบบต่อเนื่อง โดยมีพลังงานจุดปลาย (endpoint energy) กำหนดได้จากค่า Q ส่วนในอีกกระบวนการถัดมานิวทรีโนที่ได้จะมีพลังงานไม่ต่อเนื่อง สเปกตรัมพลังงานทั้งหมดของนิวทรีโนที่ถูกปล่อยออกมาจากดวงอาทิตย์ ขึ้นอยู่กับอัตราส่วนการแตกสาขา (branching ratio) ของกระบวนการต่าง ๆ ที่เกี่ยวข้อง โดยอัตราส่วนนี้ขึ้นกับอุณหภูมิภายในและส่วนประกอบของดวงอาทิตย์ สเปกตรัมพลังงานของนิวทรีโนที่คาดการณ์จากกระบวนการที่อยู่ในวัฏจักรโปรตอน-โปรตอนแสดงในรูป 5.2

พลังงานจุดปลายของการสลายเหล่านี้ กำหนดให้อยู่ในตาราง 5.1 ตั้งแต่ ค.ศ. 1960s ได้มีงานการทดลองตรวจจับนิวทรีโนสุริยะเป็นจำนวนมากมาก ภาคตัดขวางของปฏิกิริยาเหล่านี้จะมี



รูป 5.2 สเปกตรัมพลังงานของนิวทริโน (จากการคาดการณ์) ที่เป็นผลมาจาก
 วัฏจักรโปรตอน-โปรตอน (นิวทริโนจากการจับยึดอิเล็กตรอนโดย ${}^7\text{Be}$ มี
 พลังงานไม่ต่อเนื่องสองค่า เพราะในการสลายอาจสลายไปอยู่ที่สถานะพื้น หรือไม่
 ก็สถานะถูกกระตุ้นของ ${}^7\text{Li}$ ก็ได้ พลังงานขีดเริ่มสำหรับการทดลองจะอธิบาย
 อยู่ในเนื้อเรื่อง (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*,
 Thomson, Canada, 2004, p. 247)

ตาราง 5.1 พลังงานจุดปลาย, E_{max} , ของกระบวนการสลายอนุภาคบีตาในวัฏจักรโปรตอน-โปรตอน
 (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 248)

การสลาย	E_{max} (Mev)
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	0.42
$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$	1.44
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0.383, 0.861
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$	-15.0

ค่าน้อยมาก เพราะว่ามันตรรกิยาของนิวทริโนเป็นอันตรกิริยาอย่างอ่อนอย่างเดียวกันนั้น ทำให้
 การตรวจจับนิวทริโนทำได้ยาก วิธีการตรวจจับนิวทริโนส่วนใหญ่จะตรวจจับโดยปฏิกิริยา

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \tag{5.4}$$

ผลพลอยได้ของปฏิกิริยานี้สังเกตได้โดยวิธีการตรวจจับอนุภาคมีประจุที่เป็นอนุภาคมาตรฐาน และวิธีทางเคมีรังสี ดังจะกล่าวต่อไปข้างล่างนี้

การศึกษานิวทริโนที่แพร่หลายที่สุด เริ่มต้นในปลาย ค.ศ. 1960s ที่เหมืองโฮมสแต็ก (Homestake mine) ซึ่งเป็นเหมืองทองเก่า ในมลรัฐเซาท์ดาโกตา (South Dakota) โดยใช้ภาชนะบรรจุ C_2Cl_4 [เปอร์คลอโรเอทีลีน (perchloroethylene)] ขนาดบรรจุ 6.1×10^8 g เป็นตัวตรวจจับ ในคลอรีนจะมี ^{37}Cl ปรากฏอยู่ตามธรรมชาติร้อยละ 24 นิวทริโนที่มีพลังงานมากพอจะสามารถทำให้เกิดปฏิกิริยา



พลังงานขีดเริ่มของการเกิดปฏิกิริยานี้คือ 0.814 MeV จากการพินิจพิเคราะห์รูป 5.2 และตาราง 5.1 แสดงว่าการได้มาอย่างมีนัยสำคัญที่สุดของกระบวนการนี้ มาจากนิวทริโนที่เกิดจากกระบวนการสลาย β^+ ของ 8B สำหรับนิวทริโนที่เกิดจากกระบวนการ p-e-p และการจับยึดอิเล็กตรอนของ 7Be ก็ทำให้เกิดปฏิกิริยาในสมการ 5.5 เช่นเดียวกัน แต่มีส่วนน้อยมาก ด้วยเหตุที่กระบวนการในสมการ 5.5 เป็นแบบดูดกลืนความร้อน (endothermic) ${}^{37}Ar$ จึงไม่เสถียรต่อการสลาย β และจะสลายแบบเกิดเองกลับไปเป็น ${}^{37}Cl$ ตามเดิมโดยการจับยึดอิเล็กตรอน



ชั่วชีวิตสำหรับการสลายประมาณ 50 วัน ทุกหนึ่งถึงสองเดือน ${}^{37}Ar$ ก็จะถูกกำจัดออกจากของไหลในตัวตรวจจับโดยวิธีทางเคมี ปริมาณอาร์กอนที่มีอยู่ หาได้จากการสังเกตผลผลิตของการสลายตามสมการ 5.6 เมื่ออิเล็กตรอนถูกจับยึด จะเหลือที่ว่างทิ้งไว้ในชั้นในสุดของอะตอมลูก ${}^{37}Cl$ ที่ว่างนี้จะถูกเติมโดยอิเล็กตรอนจากชั้นนอก และอิเล็กตรอนที่เข้ามาเติมนี้จะปล่อยพลังงานออกมา (ในรูปโฟตอน) และส่งถ่ายให้กับอิเล็กตรอนในชั้นนอกตัวอื่น และอิเล็กตรอนนั้นหลุดออกมา เรียกกระบวนการนี้ว่ากระบวนการออเกอร์ (Auger process) และเรียกอิเล็กตรอนที่หลุดออกมาว่าออเกอร์อิเล็กตรอน (Auger electron) สเปกตรัมพลังงานของออเกอร์อิเล็กตรอนจะมีลักษณะเฉพาะในแต่ละกระบวนการสลาย จึงสะดวกที่จะหาปริมาณ ${}^{37}Ar$ โดยวิธีสังเกตสเปกตรัมพลังงานของออเกอร์อิเล็กตรอนนี้ ในทางกลับกันก็สามารถสร้างความสัมพันธ์ของจำนวนนิวทริโน ที่ตรวจจับได้ให้เป็นฟังก์ชันของ (1) พลังค์ของนิวทริโนสุริยะ, (2) จำนวนนิวคลีไอ ${}^{37}Cl$ ในตัวตรวจจับ, และ (3) ภาคตัดขวางของปฏิกิริยาในสมการ 5.5 โดยสองข้อแรกเป็นตัวประกอบหรือเป็นปัจจัยมาก ข้อสามเป็นตัวประกอบหรือเป็นปัจจัยน้อย จำนวนนิวทริโนที่ตรวจจับได้จะถูกกำหนดให้อยู่ในหน่วยนิวทริโนสุริยะ (Solar Neutrino Units) หรือ SNUs โดย

ตาราง 5.2 คุณลักษณะและผลการทดลองนิวทริโนสุริยะ (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Neutrons and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 249)

การทดลอง	นิวคลีไอ (g) ตัวตรวจจับ	มวลของนิวคลีไอ ตัวตรวจจับ (g)	พลังงานขีดเริ่ม (Mev)	ฟลักซ์ทำนาย (SNU)	ฟลักซ์วัด (SNU)
Homestake	^{37}Cl	1.3×10^8	0.814	8.0 ± 1.0	2.55 ± 0.25
GALLEX	^{71}Ga	1.2×10^7	0.233	132 ± 8	76.2 ± 6.5
SAGE	^{71}Ga	2.3×10^7	0.233	132 ± 8	73 ± 8.5

กำหนดให้ 1 SNU เท่ากับจำนวนนิวทริโนที่ตรวจจับได้ 1 นิวทริโนต่อ 10^{36} นิวคลีไอของตัวตรวจจับต่อวินาที

หลังจากสังสมข้อมูลมาเป็นเวลาประมาณ 30 ปี การทดลองโฮมสเต็กก็วัดฟลักซ์ของนิวทริโนสุริยะออกมาได้ค่าเป็น 2.55 ± 0.25 SNU ขณะที่แบบจำลองสุริยะมาตรฐาน (Standard Solar Model) ทำนายฟลักซ์จากการทดลองนี้ว่าค่าเป็น 8.0 ± 1.0 SNU สารสนเทศจากการทดลองโฮมสเต็กสรุปอยู่ในตาราง 5.2 จะเห็นว่าทฤษฎีกับการทดลองมีความสอดคล้องกันน้อยกว่าที่คิด ต้นกำเนิดของความไม่แน่นอนที่ทำให้ผลไม่ตรงกันนี้ มีความเป็นไปได้ที่จะมาเหตุสามประการต่อไปนี้คือ (1) คงอาทิตย์ไม่ได้ผลิตฟลักซ์ของนิวทริโนออกมาตามค่าที่แบบจำลองสุริยะมาตรฐานทำนาย, (2) การปรับเทียบ (calibrate) ตัวตรวจวัดยากกว่าที่คาดคิด, หรือ (3) เรายังไม่เข้าใจในพฤติกรรมของนิวทริโนดีพอ เราจะพิจารณาความเป็นไปได้ข้างล่างนี้ และในหัวข้อถัดไป

ปัญหาหลักของการทดลองโฮมสเต็กก็คือ มันไว (sensitive) เฉพาะแต่กับฟลักซ์ส่วนน้อยของฟลักซ์ทั้งหมดของนิวทริโนสุริยะเท่านั้น กระบวนการ p-p มีหน้าที่ทำการผลิตนิวทริโนส่วนใหญ่ของนิวทริโนสุริยะ และฟลักซ์ของนิวทริโนที่ผลิตได้นี้เมื่อทำนายโดยแบบจำลองสุริยะจะมีความแม่นยำ (accuracy) ดีกว่าร้อยละ 1 ส่วนกระบวนการอื่นในโซ่โปรตอน-โปรตอน จะเป็นฟังก์ชันที่ไวมากกับพารามิเตอร์ของแบบจำลองสุริยะ (เช่นอุณหภูมิ) และการทำนายมีความแม่นยำน้อยกว่า ดังนั้นการทดลองควรที่จะให้สามารถรองรับความถูกต้องสูงกับบางนิวทริโน p-p ที่มีพลังงานจุดปลายต่ำกว่ากว่า 0.42 Mev เป็นอย่างน้อยได้ ปฏิกริยาที่เป็นประโยชน์ในการพิจารณาประเด็นดังกล่าวนี้ คือ



ปฏิกิริยานี้มีพลังงานขีดเริ่ม 0.32 Mev และมีความไวกับบางนิวทริโนที่อย่างน้อยเท่ากับที่มาจากกระบวนการโซ่โปรตอน-โปรตอน การทดลองแนวนี้ที่ได้รับการยอมรับกันในปัจจุบันมีอยู่สอง การทดลอง การทดลองแรกคือ SAGE ซึ่งย่อมาจากการทดลองเกลเลียมอเมริกัน-โซเวียต (Soviet-American Gallium Experiment) หรือการทดลองเกลเลียมรัสเซีย-อเมริกัน (Russian-American Gallium Experiment) ที่ใช้ตัวตรวจวัดบรรจุโลหะ Ga ตั้งอยู่ที่ดินลึกที่เมืองแบ็กซาน (Baksan) ประเทศรัสเซีย เริ่มดำเนินงานมาตั้งแต่ ค.ศ. 1990 การทดลองที่สองคือ GALLEX ซึ่งย่อมาจากการทดลองเกลเลียม (Gallium Experiment) ตั้งอยู่ที่โรม ประเทศอิตาลี ใช้สารละลาย GaCl_3 เป็นตัวตรวจวัด ข้อมูลการทดลองทั้งสองกรณีนี้ส่งสมมาตั้งแต่ ค.ศ. 1991 และทั้งสองกรณีนี้ใช้วิธีทางเคมีรังสีตรวจจับนิวทริโน ^{71}Ge ที่เกิดจากปฏิกิริยาจะคืนกลับไปเป็น ^{71}Ga โดยการสลาย β^+ โดยมีครึ่งชีวิต 16.5 วัน การสกัดเอา Ge ออกมาเป็นช่วง ๆ ตามคาบเวลาดังกล่าว และวิเคราะห์ ก็จะได้ค่าการวัดของจำนวนนิวทริโนที่ถูกตรวจจับออกมาได้ สารสนเทศของทั้งสองการทดลองนี้มีอยู่ในตาราง 5.2

ทั้งสองการทดลองต่างก็ให้ผลสอดคล้องกันดี แต่ไม่สอดคล้องกับผลการทำนายโดยแบบจำลองสุริยะ ความกังวลประการหนึ่งของการทดลอง Ga ก็คือการปรับเทียบหัววัด ที่ทำโดย GALLEX ใน ค.ศ. 1994 แหล่งกำเนิดนิวทริโน ^{51}Cr ถูกผลิตขึ้นเพื่อใช้เพื่อใช้ปรับเทียบความไวของตัวตรวจจับ การเตรียม ^{51}Cr ทำโดยระดมยิงนิวตรอนไปยังคลอรีนที่มี ^{50}Cr เข้มข้น

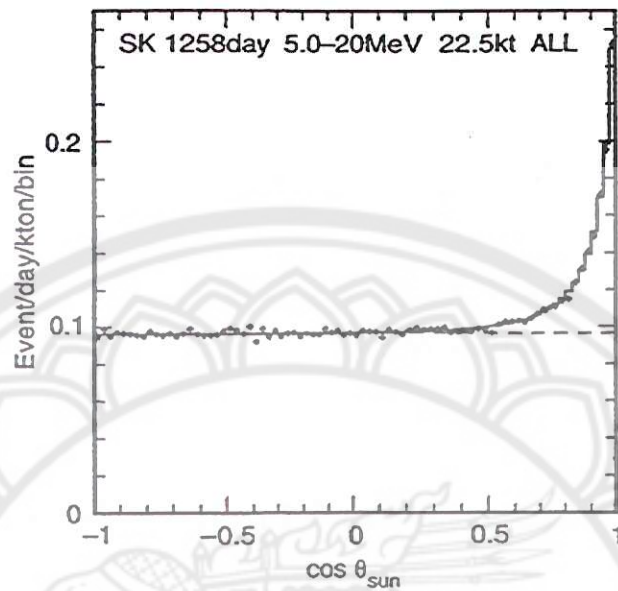


นิวทริโนถูกผลิตมาจากการจับอิเล็กตรอนของ ^{51}Cr (ครึ่งอายุ 40 วัน)

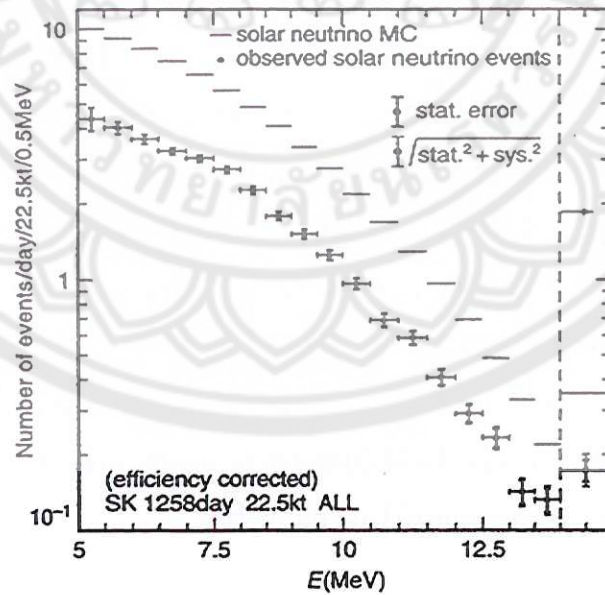


ความแรงของแหล่งกำเนิด (ซึ่งประมาณ 1.7 MCi) ถูกหาโดยการตรวจสอบ (monitoring) ความเข้มของรังสี γ ในขณะที่ระดมยิงด้วยนิวตรอน (ฮาปนิวตรอน) รังสี γ ที่ถูกตรวจสอบนี้ มาจากการลดการกระตุ้น (deexcite) จากสถานะถูกกระตุ้นลงสู่สถานะที่ต่ำกว่าของ ^{51}V ผลการทดลองบ่งชี้ว่าฟลักซ์ของนิวทริโนที่ได้จากการวัดมีค่า $97 \pm 11\%$ ของฟลักซ์ที่คำนวณได้จากพื้นฐานของการใช้ความแรงของแหล่งกำเนิดค่าเดียวกัน แสดงว่าในการทดลอง Ga นี้ ความคลาดเคลื่อนจากการปรับเทียบตัวตรวจวัด ไม่ได้มีส่วนเกี่ยวข้องในการทำให้ค่าการทดลองกับค่าทางทฤษฎีมีค่าแตกต่างกัน

การทดลองที่กล่าวมาข้างต้น ยังไม่มีการทดลองใดที่ตรวจจับนิวทริโนอย่างฉับพลัน หรือทำในเวลาจริง (real time) หรือมีความไวต่อทิศทางใด ๆ ของฟลักซ์นิวทริโน ได้มีกลุ่ม



รูป 5.3 พลังงานนิวทริโนวัดโดยซูเปอร์คามิโอเแคนดิ ตัวตรวจจับเป็นฟังก์ชันของมุมเทียบกับทิศของดวงอาทิตย์ (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 251)



รูป 5.4 สเปกตรัมพลังงานของนิวทริโน ได้มาโดยซูเปอร์คามิโอเแคนดิ ; ข้อมูลจากการทดลอง (วงกลม) และจากการทำนายโดยแบบจำลองสุริยะ (เส้นทึบ) ฟังก์ชันของมุมเทียบกับทิศของดวงอาทิตย์ (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 251)

การทดลองใหม่ ๆ ที่ตรวจจับนิวทริโนโดยคำนึงถึงตัวประกอบเหล่านี้ การทดลองคามิโอเแคนดิ (Kamiokande Experiment) ซึ่งตั้งอยู่ที่ดินในเหมืองแร่โมซุมิ (Mozumi Mine) ของบริษัท ทำเหมืองและถลุงแร่คามิโอคะจังกัด (The Kamioka Mining and Smelting Co) ใกล้เขต คามิโอคะ (Kamioka) ของเมืองฮิดะ (Hida) จังหวัดกิฟุ (Gifu) ประเทศญี่ปุ่น ได้ทำหน้าที่เป็น ตัวตรวจจับ นิวทริโน มานับแต่ ค.ศ. 1986 - 1996 จากนั้นก็ถูกเปลี่ยนให้เป็นรุ่นที่ใหญ่ขึ้นเรียกว่า ซุปเปอร์-คามิโอเแคนดิ (Super-Kamiokande) เป็นตัวตรวจจับแบบบรรจุน้ำ คอยตรวจจับ การกระเจิง (scattering) ของนิวทริโน-อิเล็กตรอน

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (5.10)$$

อิเล็กตรอนที่ถูกหลุดออกมาจากการมีอันตรกิริยากับนิวทริโน จะวิ่งผ่านน้ำด้วยพลังงานสูงมาก และมีการแผ่รังสีการแผ่รังสีเชเรนโกฟ ซึ่งรังสีเชเรนโกฟจะถูกตรวจจับโดยหลอดขยายแสง หรือโฟโตมัลติพลายเออร์ (photomultiplier) จำนวนมากที่ติดตั้งอยู่ในตัวตรวจจับ พลังงานขีดเริ่ม สำหรับการตรวจจับนิวทริโนอยู่ที่ประมาณ 7 Mev ดังนั้นนิวทริโนที่จะตรวจจับได้จะต้องเป็น นิวทริโนสุริยะพลังงานสูงที่เกิดจากการสลายของ ${}^8\text{B}$ เท่านั้น เนื่องจากวิถีทางการเคลื่อนที่ของ อิเล็กตรอนอยู่ในทิศเดียวกับทิศทางการตกกระทบของนิวทริโน ดังนั้นจึงสามารถสืบหา แหล่งกำเนิดของฟลักซ์นิวทริโนได้ ในรูป 5.3 แสดงผลการวัดฟลักซ์ของนิวทริโนเป็นฟังก์ชัน ของมุมการวัดเทียบกับทิศทางของดวงอาทิตย์ การเพิ่มจำนวนของฟลักซ์ในทิศไปข้างหน้า เป็น หลักฐานแสดงว่านิวทริโนที่ถูกตรวจจับนั้น (หรืออย่างน้อยก็ส่วนหนึ่งของมัน) เป็นนิวทริโน ที่มาจากดวงอาทิตย์ พลังงานของนิวทริโนก็สามารถหาจากพลังงานของอิเล็กตรอนได้ด้วย ข้อมูลของสเปกตรัมนิวทริโนที่ได้จากการวัดถูกนำมาเปรียบเทียบกับการทำนายโดยแบบจำลอง สุริยะมาตรฐานอยู่ในรูป 5.4 ฟลักซ์ของนิวทริโนสุริยะทั้งหมดจากการวัดมีค่าประมาณครึ่งหนึ่ง ของค่าจากการทำนายโดยทฤษฎีสุริยะ

ผลจากการอธิบายมาข้างบนนี้ แสดงว่าในการทดลองที่มีวัดนิวทริโนจับปล้นในทุก การทดลอง ต่างก็วัดฟลักซ์ของนิวทริโนได้น้อยการทำนายโดยแบบจำลองสุริยะมาตรฐาน ซึ่งเรา จะพิจารณาเหตุผลของความคลาดเคลื่อนนี้ในหัวข้อถัดไป

5.3 การแกว่งกวัดของนิวทริโน (Neutrino Oscillations)

การทดลองนิวทริโนสุริยะที่หลากหลายแบบตามที่กล่าวมาข้างต้น ก็เพื่อให้มีความไวต่อ

นิวทริโนสุริยะที่มาจากกระบวนการที่แตกต่างกัน แม้ว่าการทดลองทั้งหมดจะไม่สอดคล้องกับการทำนายโดยแบบจำลองสุริยะมาตรฐาน แต่เราก็ไม่ได้พิจารณาไปถึงว่าการทดลองแต่ละการทดลองต่างก็สอดคล้องซึ่งกันและกัน แต่ก่อนที่เราจะอภิปรายรายละเอียดในจุดนี้ ให้เราดูความเป็นไปได้ของความไม่สอดคล้องกันระหว่างการทดลองกับแบบจำลอง ในกรณีของการทดลองแกลเลียม การเปรียบเทียบหัวข้ออย่างระมัดระวังดูเหมือนเป็นการบ่งบอกว่าการวัดเป็นการให้ผลลัพธ์นิวทริโนที่ต้องตามความเป็นจริง ด้วยเหตุนี้ก็หมายความว่าสาเหตุของความไม่สอดคล้องกันอาจเป็นไปได้ที่เกิดจากทั้งการตั้งสมมติฐานที่ไม่ถูกต้องในแบบจำลองสุริยะ และการขาดความเข้าใจในสมบัติพื้นฐานของนิวทริโนคือ

ฟลักซ์ของนิวทริโนที่พลังงานสูง (ตัวอย่างเช่นนิวทริโนจาก ^8B) ไวเชิงสัมพัทธ์ต่อการเปลี่ยนพารามิเตอร์ของแบบจำลอง (เช่นอุณหภูมิภายในของดวงอาทิตย์) และไวต่อภาคตัดขวางที่ยังไม่รู้ว่าคุณต้องมากแค่ไหน แต่อย่างไรก็ตามเชื่อว่าฟลักซ์ของนิวทริโน $p-p$ ที่เรารู้ยู่ มีความถูกต้องมากกว่าร้อยละ 1 บนพื้นฐานของแบบจำลองสุริยะและการทดลองแกลเลียมที่ไวต่อนิวทริโนเหล่านี้ ความไม่แน่นอนของแบบจำลองสุริยะมาตรฐานทำให้ผลไม่สอดคล้องกับการทดลองทั้งหมด

พฤติกรรมพื้นฐานของนิวทริโนเป็นปัญหาที่ซับซ้อน ที่สำคัญได้แก่ความไม่เข้าใจข้อแตกต่างระหว่างแต่ละเฟลเวอร์ของนิวทริโน และข้อแตกต่างระหว่างนิวทริโนและแอนตินิวทริโน เราคาดว่านิวทริโนที่ผลิตโดย การสลาย β^+



ทำให้เกิดปฏิกิริยา



เมื่อมันชนกับนิวตรอน อย่างไรก็ตามเราไม่คาดหมายว่านิวทริโนที่เกิดจากการสลายของโพออน จะทำให้เกิดปฏิกิริยา



เมื่อปฏิกิริยานี้ฝ่าฝืนการอนุรักษ์เลขรุ่นเลปตอน และกว่า 30 ปีที่ผ่านมา มีการทดลองจำนวนมากที่เฝ้าดูกระบวนการตามปฏิกิริยา 5.13 จวบจนบัดนี้ก็ยังไม่มีหลักฐานใดๆ มาสนับสนุนว่ามีกระบวนการนี้เกิดขึ้น

การพิจารณาในประเด็นที่สอง เป็นการพิจารณาความแตกต่างระหว่างนิวทริโนและ

แอนตินิวทริโน ถ้านิวทริโนและแอนตินิวทริโน (ของรุ่นเดียวกัน) เป็นอนุภาคที่แตกต่างกันแล้ว เราก็จะไม่คาดหมายว่าจะได้พบกับกระบวนการเช่น



เมื่อกระบวนการนี้จะฝ่าฝืนการอนุรักษ์เลขเล็ปตอน แต่ถ้านิวทริโนและแอนตินิวทริโนเป็นอนุภาคที่ไม่แตกต่างกันแล้ว (เหมือนกรณีของมีซอนที่เป็นกลางทางประจุบางมีซอน) กระบวนการตามสมการ 5.14 ก็จะสามารถเกิดขึ้นได้ นิวทริโนที่เหมือนกับปฏิยานุภาคของมันจะเรียกว่าเป็นมาโจรานานิวทริโน (Majorana neutrino) ส่วนนิวทริโนที่แตกต่างกับปฏิยานุภาคของมันก็จะเรียกว่า ดิเรกนิวทริโน (Dirac neutrino) เมื่อหิบบเทากระบวนการสลาย β คู่ (double β beta decay) ตามแบบ



ขึ้นมาสังเกตในทางการทดลอง ถ้าหากนิวทริโนเป็นมาโจรานานิวทริโนแล้ว สมการ 5.15 จะต้องสมมูลกับกระบวนการ



ที่เรียกว่าการสลาย β คู่ แบบไร้นิวทริโน (neutrinoless double β beta decay) ถ้าการสลายแบบนี้มีอยู่จริง ก็จะสามารถบอกได้จากความแตกต่างของสเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนที่ถูกปล่อยออกมาของมัน เทียบกับของการสลาย β คู่แบบให้ $2\nu_e$ ในสมการ 5.15 แต่จวบจนกระทั่งบัดนี้ ก็ยังไม่มีหลักฐานทางการทดลองใดมาสนับสนุนได้ว่าการสลาย β คู่แบบไร้นิวทริโน (neutrinoless double β beta decay) ในสมการ 5.16 ปรากฏอยู่

นิวทริโนที่ผลิตโดยดวงอาทิตย์เป็นอิเล็กตรอนนิวทริโน (นิวทริโนของอิเล็กตรอน) ถ้าเรายอมรับหลักฐานที่มาจากทดลองตามได้อธิบายมาข้างต้น อิเล็กตรอนนิวทริโนเหล่านี้ก็จะแตกต่างจากมิวออนนิวทริโนและเทานิวทริโน และยังเป็นหลักฐานอีกด้วยว่าอิเล็กตรอนนิวทริโนจากดวงอาทิตย์เหล่านี้เป็นดิเรกนิวทริโน ที่แตกต่างกับปฏิยานุภาคของมัน การสังเกตเหล่านี้สอดคล้องกับแบบจำลองมาตรฐาน แต่ก็ไม่ได้ช่วยในการอธิบายความจริงที่ว่านิวทริโนสุริยะที่วัดได้มีน้อยกว่าที่คาดหมาย ดังนั้นมวลของนิวทริโนจึงถูกหิบบขึ้นมาเป็นประเด็นสำคัญ เพื่อแก้ปัญหานี้

GUTs ยินยอมให้เป็นไปได้ว่าสถานะเฟลเวอร์ของนิวทริโนไม่เป็นสถานะบริสุทธิ์ แต่อธิบายว่าเป็นการผสมกันของสถานะมากกว่าหนึ่งสถานะ การพัฒนาทางทฤษฎีของการผสม

สถานะเฟลเวอร์ของนิวทริโนได้ดำเนินตามแนวทางของการผสมเฟลเวอร์ของควาร์กที่อธิบายโดย ทฤษฎีแคบิโบ ในหัวข้อ 5.3 ถ้าเราพิจารณาให้การผสมของสถานะเฟลเวอร์ของนิวทริโนเป็น ฟังก์ชันของเวลาแล้ว นิวทริโนจะแกว่งกวัด (oscillate) อยู่ระหว่างสองเฟลเวอร์ ขณะที่นิวทริโน แพร่ (propagation) ผ่านช่วงว่างระหว่างเฟลเวอร์ ความยาวคลื่นของการแกว่งกวัดจะกำหนดให้เป็น

$$\lambda = \frac{4\pi\hbar p}{(m_1^2 - m_2^2)} \tag{5.17}$$

เมื่อ p เป็นโมเมนตัมของนิวทริโน และ $m_{1,2}$ เป็นมวลของสองสถานะ (ตัวอย่างเช่นอาจให้เป็น มวลของอิเล็กตรอนนิวทริโน และนิวทริโนมิวออน) แต่ถ้านิวทริโนเคลื่อนที่ผ่านสสาร นิวทริโน จะมีอันตรกิริยา (อันตรกิริยาอย่างอ่อน) กับอิเล็กตรอนของสสารที่อยู่ข้างเคียง ทำให้มีการกระเจิง อาพันธ์ (coherent scattering) ของนิวทริโนและมาเสริมการแกว่งกวัด ซึ่งเรียกว่าผลของมิกเกียฟ-สมอร์นอฟ-วูล์ฟเฟินสไตน์ (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Effect) หรือผลของ MSN (MSN effect) หรือบางทีเรียกว่าผลของสสาร (matter effect) ซึ่งจะนำมาปรับปรุงการแกว่งกวัด ของนิวทริโน ดังนั้นการแกว่งกวัดของนิวทริโนแต่ละสสารและในสุญญากาศจะไม่เหมือนกัน ผล ของ MSN มีความสำคัญมากเมื่อนิวทริโนสุริยะที่ถูกผลิตขึ้นเคลื่อนที่ผ่านตลอดส่วนใหญ่ในของดวง อาทิตย์ที่มีความหนาแน่นสูง ที่กล่าวมานี้เป็นกรณีการพรรณนาที่จะพอมิเหตุผล ในการอธิบายสาเหตุ ของการไม่สอดคล้องกันของฟลักซ์จากการทดลองและฟลักซ์จากทฤษฎี โดยเฉพาะอย่างยิ่งเมื่อ นำมาเชื่อมต่อกับหลักฐานในสสารดังต่อไปนี้

นอกเหนือจากการทดลองกับนิวทริโนสุริยะ การวัดนิวทริโนพวกที่อุบัติในบรรยากาศก็ ทำให้ได้สารสนเทศที่สำคัญ นิวทริโนบรรยากาศ (atmosphere neutrino) ถูกผลิตที่ความสูงไม่กี่สิบกิโลเมตร โดยขึ้นเมื่อรังสีคอสมิกมีอันตรกิริยากับอนุภาคต่าง ๆ ของบรรยากาศของโลก โดยส่วนใหญ่ได้มาจากกระบวนการก่อรูปและสลายของไพออน ดังนี้

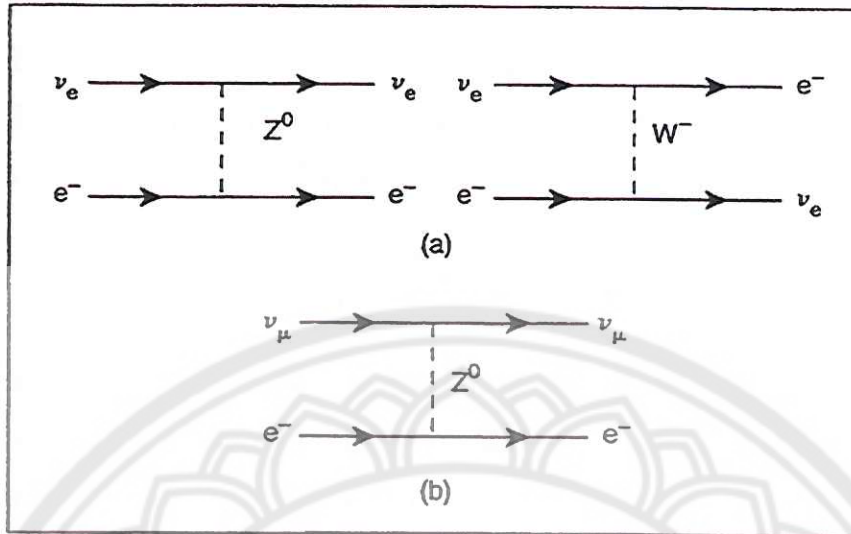


และจากการสลายของมิวออนที่เกิดตามมา ดังนี้



กระบวนการคล้ายกันนี้ เกิดกับไพออนลบด้วย และนำไปสู่อัตราส่วน

$$\frac{n(\nu_\mu) + n(\bar{\nu}_\mu)}{n(\nu_e) + n(\bar{\nu}_e)} \tag{5.20}$$

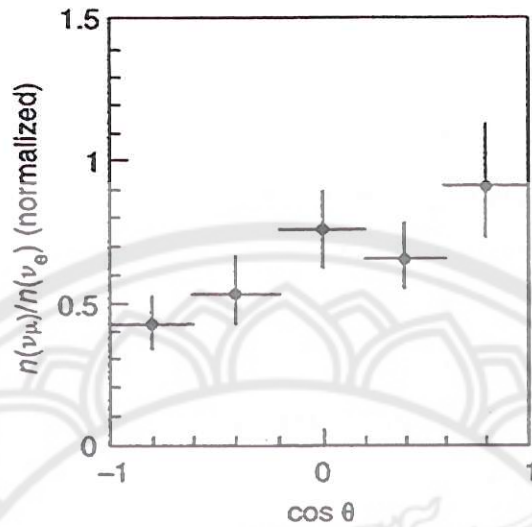


รูป 5.5 (a) อันตรกิริยาของอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนนิวทริโน สื่อโดยโบซอนอย่างอ่อนที่มีประจุกับโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นกลาง และ (b) อันตรกิริยาของอิเล็กตรอนกับมิวออนนิวทริโนสื่อโดยโบซอนอย่างอ่อนที่เป็นกลาง (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 254)

สังเกตโดยการทดลองซูเปอร์-คามิโอเอนเดคิ เมื่อพวกมันมีอันตรกิริยา (ในทางอันตรกิริยาอย่างอ่อน) กับอิเล็กตรอนที่อยู่ในตัวตรวจจับ ดังนี้

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \quad (5.21)$$

อันตรกิริยานี้มีภาคตัดขวางน้อยกว่า (ในราวตัวประกอบของหก) ปฏิกริยาของอิเล็กตรอนนิวทริโนกับอิเล็กตรอนในสมการ 5.10 เมื่อเป็นดังนี้ก็มองเห็นได้ว่าอันตรกิริยาในสมการ 5.10 สามารถถูกสื่อทั้งโดยโบซอน Z^0 และโบซอน W^\pm (ดูรูป 5.5a) ขณะที่ปฏิกริยาในสมการ 5.10 ถูกสื่อโดยโบซอน Z^0 เพียงอย่างเดียวเท่านั้น (ดูรูป 5.5b) เนื่องจากซูเปอร์-คามิโอเอนเดคิ สามารถวัดทิศทางที่นิวทริโนเข้ามายังตัวตรวจวัดได้ จึงสามารถแยกแยะระหว่างนิวทริโนที่เกิดในบรรยากาศที่อยู่เหนือตัวตรวจจับโดยตรง (ภายในประมาณ 20 km) และนิวทริโนที่เกิดขึ้นทางอีกด้านหนึ่งของโลกที่อยู่ตรงข้าม (ห่างออกไปประมาณ 13,000 km) ได้ นิวทริโนมิวออนที่เดินทางมาเป็นระยะทางเพียง 20 km ก่อนถูกตรวจจับ จะไม่มีเวลาทันแกว่งกวัดไปสู่เฟลเวอร์อื่น ในขณะที่มิวออนนิวทริโนอีกพวกหนึ่งที่เดินทางมาจากอีกด้านหนึ่งของโลกก็อาจจะเป็นมิวออนได้ไม่นาน (เพราะมีการแกว่งกวัด) เมื่อตกกระทบตัวตรวจจับ ดังนั้นการวัดฟลักซ์ของมิวออนนิวทริโนเป็นมิวออนนิวทริโน ที่ถูกผลิตโดยวิธีนี้จะเป็นนิวทริโนพลังงานสูง ($> 100 \text{ Mev}$) และสามารถ



รูป 5.6 การขึ้นกับมุมของอัตราส่วนของฟลักซ์ของมิวออนนิวทริโนต่อฟลักซ์ของอิเล็กตรอนนิวทริโน ที่สังเกตโดยซูเปอร์-คามิโอเอนเดนิวทริโนที่ติดตั้งฉากกับผิวโลก, $\cos \theta = -1$ แทนนิวทริโนที่เคลื่อนที่ขึ้น, $\cos \theta = +1$ แทนนิวทริโนเคลื่อนที่ลง (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 255)

ฟังก์ชันของมุม (เทียบกับแนวเส้นปรกติที่ตั้งฉากกับผิวโลก) ก็สามารถใช้สังเกตการแกว่งกวัดของนิวทริโนได้ ซึ่งมีบางผลการทดลองแสดงอยู่ในรูป 5.6 การขึ้นกับมุมของอัตราส่วนของฟลักซ์นิวทริโนที่เห็นในรูปเป็นการแสดงถึงการแกว่งกวัดเฟลเวอร์ของนิวทริโน ในปัจจุบัน ตามหลักฐานเสนอแนะว่ามิวออนนิวทริโนแกว่งกวัดกลายเป็นเทานิวทริโนส่วนใหญ่

ตัวตรวจจับนิวทริโนใหม่หลายชนิดที่ถูกออกแบบหรือกำลังสร้างอยู่ มีอยู่แห่งหนึ่งที่เปิดใช้งานในเร็ว ๆ นี้ คือสถานีสังเกตการณ์นิวทริโนซัดเบอรี (The Sudbury Neutrino Observatory) หรือ SNO ตั้งอยู่ที่ดินลึก 6,800 ฟุต (ประมาณ 2 km) ในเหมืองเครจห์ตัน (Creighton Mine) เมืองซัดเบอรี (Sudbury) รัฐออนแทรีโอ (Ontario) ประเทศแคนาดา เริ่มเก็บข้อมูลในฤดูใบไม้ผลิ ค.ศ. 1999 ตัวตรวจจับออกแบบตามแนวทางของคามิโอเอนเดนิ ยกเว้นตัวกลางของตัวตรวจวัดที่ใช้ D_2O แทน H_2O น้ำ กระบวนการที่เป็นไปได้สามกระบวนการคือ



และ



ปฏิกิริยาแรกไวต่อนิวทริโนอิเล็กตรอนเท่านั้น และมีพลังงานขีดเริ่มอยู่ที่ประมาณ 7 Mev ส่วนสมการที่สองและที่สามนั้น ไวต่อเฟลเวอร์ ดังนั้น SNO จึงไวต่อมิวออน และเทานิวทริโนจำนวนมาก ที่เป็นผลมาจากการแกว่งกวัดของอิเล็กตรอนนิวทริโน (ถ้าหากการแกว่งกวัดนั้นตอบรับกันกับนิวทริโนสุริยะที่สูญหายไป) เมื่อนำเอาผลที่ได้มาตามข้างต้นรวมกับเข้ากับผลจากคามิโอเแคนดิ ก็บ่งชี้ว่า ราว 2 ใน 3 ของอิเล็กตรอนนิวทริโนที่ผลิตโดยดวงอาทิตย์ได้เปลี่ยนเฟลเวอร์ไปก่อนจะมาถึงยังโลก พลักซ์รวมของนิวทริโนทั้งหมดสามเฟลเวอร์สอดคล้องกับพลักซ์ที่ดวงอาทิตย์ทำนายโดยแบบจำลองสุริยะมาตรฐาน ยิ่งกว่านั้นการทดลองยังนำไปสู่ความเข้าใจในผลการวัดนิวทริโนสุริยะแลนิวทริโนบรรยากาศในครั้งก่อน ๆ และยังทำให้เข้าใจในสมบัติพื้นฐานของนิวทริโนได้ทะลุปรุโปร่งมากยิ่งขึ้น

5.4 มวลนิวทริโน (Neutrino Mass)

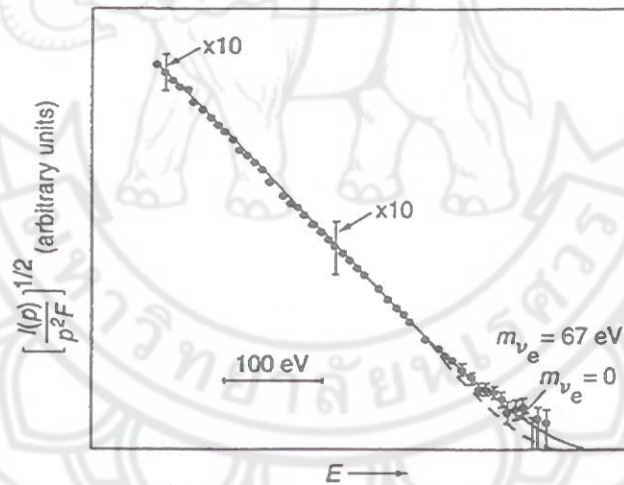
ตามสมการ 5.17 การสังเกตการแกว่งกวัดนิวทริโนทำให้ได้หลักฐานของนิวทริโนที่มีมวล แม้ว่าผลการทดลองจะได้สารสนเทศในรูปผลต่างระหว่างค่ายกกำลังสองของมวลของสองสถานะเฟลเวอร์ แต่มุมการผสม (mixing angle) (ดูหัวข้อ 5.3) ที่สอดคล้องกันก็เป็นสิ่งจำเป็นที่จะต้องหาด้วย ที่จริงแล้วการทำนายมวลและมุมการผสมในทางทฤษฎีมีความหยาบตัวพอสมควรกับผลที่ได้มาจากการทดลอง ส่วนใหญ่ก็มองว่าไปด้วยกันได้ แต่วิธีการหามวลของนิวทริโนอิเล็กตรอนที่เป็นวิธีโดยตรงมากขึ้น หรืออย่างน้อยหาค่าจำกัดบน (upper limit) ของมัน จะอยู่บนพื้นฐานของการวัดสเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนจากการสลาย β โดยรายละเอียดของสเปกตรัมพลังงานที่ได้จะเป็นผลกระทบมาจากการมีมวลหรือไม่มีมวลของนิวทริโน โดยเฉพาะอย่างยิ่ง สเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนจะมีความสำคัญแถว ๆ ใกล้พลังงานจุดปลาย (end point) ซึ่งเป็นจุดที่อิเล็กตรอนนิวทริโนมีพลังงานต่ำสุด สำหรับกรณีของนิวทริโนมวลมาก (massive neutrino) ก็จะพิจารณาว่ามวลหนึ่งของมันไม่มีพลังงานจน ถ้าหากการทดลองมีความแม่นยำเพียงพอ การวิเคราะห์รูปร่างของสเปกตรัมตรงใกล้พลังงานจุดปลาย (ที่ได้มาจากการทดลองที่มีความแม่นยำพอ) ก็จะหามวลของนิวทริโนออกมาได้ กระบวนการสลายที่สะดวกที่สุดสำหรับใช้ศึกษาปรากฏการณ์ดังกล่าว คือ



การสลายนี้ มีลักษณะฟังก์ชันหลายประการ คือ

1. เป็นการเปลี่ยน (ย้าย) จากสถานะพื้น ไปสู่สถานะพื้น
2. พลังงานจุดปลายมีค่าน้อย (18.6 keV) และผลกระทบของมวลนิวทริโนต่อสเปกตรัมพลังงานกำลังเหมาะสม
3. สถานะเฉพาะ (eigenstate) ของนิวคลีไอพ่อ และนิวคลีไอลูก รู้จักกันคืออยู่แล้ว

ตัวอย่างของผลการทดลองโดยทั่วไปแสดงในรูป 5.7 ในทั่วไปการทดลองเหล่านี้จะไม่ได้ให้ค่าที่แน่นอนของมวลนิวทริโน แต่จะให้ออกมาเป็นค่าขีดจำกัดของมวล ในกรณีที่แสดงอยู่ในรูป ดูเหมือนว่ามวลของอิเล็กตรอนนิวทริโนจะน้อยกว่า 60 eV โดยประมาณ แม้ว่าบนพื้นฐานของข้อมูลนี้จะไม่สามารถตอบคำถามที่ให้ระบุมวลว่านิวทริโนมีมวลเป็นศูนย์หรือไม่เป็นศูนย์ได้ก็ตาม นอกจากนี้ในปัจจุบันยังมีการทดลองเพื่อใส่ขีดจำกัดล่างของมวล โดยไม่จำเป็นต้องไปขัดกับกฎเกณฑ์ที่ว่าอิเล็กตรอนนิวทริโนไร้มวล



รูป 5.6 สเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนที่มาจากสลาย β ของทริเทียม แถวใกล้พลังงานจุดปลาย และการทำนายมวลของแต่ละนิวทริโนอิเล็กตรอน (จาก R. D. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004, p. 257)

ถ้านิวทริโนมีมวลแล้ว มวลของมิวออนนิวทริโนจะมากกว่ามวลของอิเล็กตรอนนิวทริโน แม้กระทั่งมวลของเทานิวทริโนก็ยิ่งมากกว่า การประมาณค่ามวลของมิวออนนิวทริโน และเทานิวทริโน จะทำบนพื้นฐานของการประเมินค่ามวลและพลังงานของอนุภาคที่เกี่ยวข้องอยู่ในกระบวนการสลายกระบวนการใดกระบวนการหนึ่ง ยกตัวอย่าง ในการสลายของไพออน

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (5.26)$$

ในเมื่อเรารู้ค่ามวลของไพออนและมิวออนที่บางระดับของความแม่นยำ (degree of accuracy) อยู่แล้ว การวัดพลังงานจลน์ของไพออนและมิวออน จะก็ทำให้เราหาค่าขีดจำกัดของมวลมิวออนนิวทรีโนที่จะเป็นไปได้ออกมาได้ ในทำนองเดียวกันสลายของเล็ปตอน τ :

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \quad (5.27)$$

ก็จะทำให้เราหาค่าขีดจำกัดมวลของเทานิวทรีโนออกมาได้เช่นเดียวกัน การศึกษาที่ทำอยู่ในปัจจุบันระบุว่าขีดจำกัดบน (upper limit) ของมวลนิวทรีโนในสามรุ่น คือ

$$\begin{aligned} m(\nu_e) &< 2.2 \text{ eV} \\ m(\nu_\mu) &< 170 \text{ keV} \\ m(\nu_\tau) &< 5.5 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (5.28)$$

ผลที่ได้นี้ไม่ได้ไปขัดกับกฎเกณฑ์ที่ว่านิวทรีโนไร้มวล อย่างไรก็ตาม เมื่อเอาไปรวมเข้ากับการแกว่งกวัดของนิวทรีโนที่สังเกตได้ดังที่อธิบายมาข้างต้น ก็จะได้ภาพรวมทั้งหมดที่สอดคล้องกับแนวทางของ GUTs

ผลที่นำมาเสนอในบทนี้ เป็นตัวแทนของงานแต่เพียงเพียงส่วนน้อยเท่านั้น ที่ทำกันทั้งในทางทฤษฎีและการทดลองอยู่บนทฤษฎีของการรวมแบบสมบูรณ์ แต่อย่างไรก็ตาม ผลการทดลองที่นำมาเสนอนี้ ก็เป็นหลักฐานที่เชื่อได้ว่าฟิสิกส์ของอนุภาคมีความซับซ้อนมากกว่าที่แบบจำลองมาตรฐานเสนอแนะไว้มาก มีหลักฐานทางการทดลองที่สำคัญสำหรับการแกว่งกวัดนิวทรีโนและสำหรับการมีมวลไม่เป็นศูนย์ของนิวทรีโน หลักฐานเหล่านี้มีความเกี่ยวข้องกับงานทางด้านวิวัฒนาการของจักรวาลและงานอื่นๆ ทั้งทางการทดลองและทางทฤษฎี จึงจำเป็นที่จะต้องเข้าใจอย่างเต็มที่กับพฤติกรรมของนิวทรีโน

เอกสารอ้างอิง

- Arya, A. P. (1968) *Fundamental of Nuclear Physics*, 2nd Edit, Allyn and Bacon, Boston.
- Burcham, W. E. and Jobes, M (1995) *Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Das, A. and Ferbel T. (1994) *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Devanathan V. (2006) *Nuclear Physics*, Narosa Publish House, New Delhi.
- Dunlap, R. D. (2004) *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004.
- Halzen, F and Martin, A. D. (1984) *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York.
- Henley E. M. and Garcia A. (2007) *Subatomic Physics*, 3rd Edit, World Scientific, New Jersey.
- Griffiths, D. (2008) *Introduction to Elementary Particles*, Wiley, New York.
- Perkins, D. H. (2000) *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edit, Cambridge University Press, Cambridge.
- Seiden, A. (2005) *Particle Physics : A Comprehensive Introduction*, Addison-Wesley, San Francisco.


แบบฝึกหัด

- 5.1 นิวทริโนสุริยะที่ตกกระทบโลก มีภาคตัดขวางเฉลี่ยของอันตรกิริยากับนิวเคลียส 10^{-20} b ให้คำนวณหาโอกาสที่นิวทริโนซึ่งตกกระทบโลกตามแนวเส้นผ่าศูนย์กลางของโลกจะมีอันตรกิริยากับนิวเคลียส
- 5.2 จงคำนวณหาพลังงานขีดเริ่มเปลี่ยนสำหรับการดูดกลืนอิเล็กตรอนนิวทริโนของนิวเคลียสต่อไปนี้ (a) ^{55}Mn , (b) ^{40}Ca , (c) ^{125}Te , (d) ^{146}Nd , (e) ^{136}Xe

ภาคผนวก ก

เหตุการณ์สำคัญในฟิสิกส์ของอนุภาค

(MILESTONES IN PARTICLE PHYSICS)

- 
- 1897 การค้นพบอิเล็กตรอน
- 1900 กัมมันตภาพรังสี α , β และ γ
- 1905 ระบุว่าโฟตอนเป็นควอนตัมของสนามแม่เหล็กไฟฟ้า
- 1911 การค้นพบนิวเคลียสของอะตอม
- 1912 การค้นพบรังสีคอสมิก
การประดิษฐ์คลาวด์แชมเบอร์ (ห้องหมอก)
- 1913 แบบจำลองอะตอมของโบร์
- 1919 การค้นพบโปรตอน
- 1923 ทวิภาวะของคลื่นเดอบรอยล์-อนุภาค
- 1925 แนะนำสปินของอิเล็กตรอน
- 1926 กลศาสตร์คลื่น
- 1927 หลักความไม่แน่นอน
- 1928 สมการคลื่นดิแรก
- 1930 สมมุติฐานของนิวทรีโน
- 1931 เดินเครื่องไซโคลตรอน และเครื่องเร่งแวนเดอแกรฟฟ์ เป็นครั้งแรก
- 1932 การค้นพบโพซิตรอน
การค้นพบนิวตรอน
- 1933 การค้นพบท่าฝนแม่เหล็กไฟฟ้า
- 1934 ทฤษฎีของการสลายให้อนุภาคบีตา
การค้นพบปรากฏการณ์เชเรนโกฟ
- 1935 ทฤษฎีภาวะของแรงนิวเคลียร์
- 1936 สูตรเรโซแนนซ์ ไบรท์-วิกเนอร์
- 1937 หลักฐานแรกของอนุภาคมิวออน (=มีวอน)

- 1939 การสังเกตการสลายให้อนุภาคมีโซตรอน (=มิวออน)
- 1940 ทฤษฎีบทสปิน-สถิติ
- 1945 เสถียรภาพเฟสในเครื่องเร่ง (หลักการชิงโครตรอน)
- 1946 เสนอแนวคิดของแบบจำลองบิก-แบง เป็นครั้งแรก
สมมุติฐานสองมิซอน
- 1965 การสังเกตรังสีพื้นหลังคอสมิกไมโครเวฟ
แนะนำเลขควอนตัมคัลเลอร์ และเว็ทเตอร์กลูออน
- 1967 อสมมาตรแบรีออนของเอกภพ (เกณฑ์ซาการอฟ)
- 1968 แบบจำลองอย่างอ่อนไฟฟ้า ของวินเบอร์ก-ซาลาม-กลาโซว์
การกระเจิงลึก ep แบบไม่ยืดหยุ่น. มาตรการส่วนบีจอร์เกน และพาร์ตอน
- 1970 การประดิษฐ์พรอดพอซันแนลแชนเบอร์ (ห้องสกัดส่วน) แบบหลายเส้นลวด
เสนอแนวคิดของควาร์กตัวที่สี่ (ชาร์ม)
- 1972 ความพร่องของนิวทริโนสุริยะ (การทดลอง ^{37}Cl)
เมทริกซ์ CKM สำหรับการสลายให้ควาร์กอย่างอ่อน
- 1973 QCD เป็นทฤษฎีสนามของอันตรกิริยาระหว่างควาร์ก
การทดลองการกระเจิงของนิวทริโนยืนยันว่าพาร์ตอนคือควาร์ก
การค้นพบกระแสน้ำอย่างอ่อนที่เป็นกลางทางไฟฟ้า
- 1974 การค้นพบ J/ψ และเรโซแนนซ์ $\psi' c\bar{c}$
- 1975 ชาร์มแบรีออนและชาร์มมิซอน
การค้นพบ τ -เลปตอน
 $e^+e^- \rightarrow \text{quark jets}$
- 1976 เดินเครื่อง CERN SPS
- 1977 การค้นพบสถานะ $Y(=bb)$
เกิดภาวะผูกเงินของแบบจำลองมาตรฐาน
- 1978 การฝ่าฝืนทางแพริติในการกระเจิงอิเล็กตรอน-ควิเทอริยมแบบโพลาไรส์
- 1979 $e^+e^- \rightarrow \text{three jets}$ (PETRA)
- 1980 ได้หลักฐานสำหรับ $Y(3S)$ และ $Y(4S)$ (CESR)
- 1981 การสังเกต b ควาร์กบรรจุในมิซอนและแบรีออน
- 1987 การค้นพบการผสม $B - \bar{B}^0$
การปะทุนิวทริโนของซูเปอร์โนวา SN1987A

- 1990 การผลิต Z^0 ที่ e^+e^- -colliders LEP และ SLC
จำนวนของเฟลเวอร์นิวทริโน $N_\nu = 3$ จากส่วนกว้าง Z^0
- 1993 การยืนยันการพ้องของนิวทริโนสุริยะในการทดลองแกแลเลียม
ความผิดปกติทางเฟลเวอร์ของนิวทริโนสุริยะ
การวัดพารามิเตอร์การสลาย Z^0 ที่เที่ยงตรง ยืนยันแบบจำลองมาตรฐาน
- 1995 การค้นพบ t -ควาร์ก ที่ Fermilab collider
- 1997 การผลิตคู่ $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ที่ LEP 200 collider



ภาคผนวก ข

ตารางของสมบัติอนุภาค

(TABLES OF PARTICLE PROPERTIES)

ตารางข้างล่างนี้ เป็นตารางสรุปสมบัติของโบซอน, เลปตอน, ควาร์ก และแฮดรอนที่ พักอยู่ระดับต่ำ (low-lying hadron) ตัวเลขในวงเล็บเป็นตัวเลขแสดงค่าความคลาดเคลื่อน สำหรับ ในคอลัมน์การสลายของอนุภาคที่ไม่เสถียร สัญลักษณ์ X แทนสถานะใดๆ ที่อนุญาตโดยกฎการ อนุรักษ์ที่เหมาะสม และวิธีการสลายที่นำมารวบรวมไว้เป็นพวกที่มีอัตราส่วนการแตกสาขา (branching ratio) มากกว่าร้อยละ 3 ในกรณีอนุภาคสังยุคประจุ (charge conjugate particle) วิธีการ สลายจะแสดงเพียงหนึ่งอนุภาคที่เป็นคู่สังยุคประจุของมันเท่านั้น ข้อมูลเหล่านี้คัดลอกมาจาก Martin, B. R. and Shaw, G. (2008) Particle Physics, 3rd Edit, Wiley, West Sussex. ซึ่งแหล่งที่มา ของข้อมูลมาจาก Particle Data Group (PDG)

ข. 1 เกจโบซอน (Gauge Bosons)

เกจโบซอนทั้งหมดมี $J^P = 1^-$

Particle	Mass	Full width	Decay	
			Mode	Fraction (%)
g	0 (assumed)	Stable		
γ	$< 6 \times 10^{-17}$ eV	Stable		
W^\pm	$80.403(\pm 29)$ GeV/c ²	$2.141(\pm 41)$ GeV	Hadrons	$67.60(\pm 27)$
			$\tau^+ \nu_\tau$	$11.25(\pm 20)$
			$e^+ \nu_e$	$10.75(\pm 13)$
			$\mu^+ \nu_\mu$	$10.57(\pm 15)$

Particle	Mass	Full width	Decay	
			Mode	Fraction (%)
Z^0	$91.1876(\pm 21)$ GeV/c ²	$2.4952(\pm 23)$ GeV	Hadrons	$69.91(\pm 6)$
			$\nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ (all ℓ)	$20.00(\pm 6)$
			$\tau^+ \tau^-$	$3.370(\pm 8)$
			$\mu^+ \mu^-$	$3.366(\pm 7)$
			$e^+ e^-$	$3.363(\pm 4)$

ข. 2 เลปตอน (Leptons)

เลปตอนทั้งหมดเชื่อว่ามี $J^P = \frac{1}{2}^+$ นิวทรีโนที่แสดง เป็นนิวทรีโนที่เสถียร

Particle	Mass (MeV/c ²)	Mean lifetime (s)	Decay	
			Mode	Fraction (%)
ν_e	$< 2eV/c^2$	Stable		
ν_μ	< 0.19	Stable		
ν_τ	< 18.2	Stable		
e^\pm	0.511^a	Stable		
μ^\pm	105.66^b	$2.197 \times 10^{-6}c$	$e^+ \nu_e \bar{\nu}_\nu$	100
τ^\pm	$1776.99(\pm 27)$	$(2.906 \pm 10) \times 10^{-13}$	Hadrons + ν_τ	~ 64
			$e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$	$17.84(\pm 5)$
			$\mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$	$17.36(\pm 5)$

^a The error on the e^\pm mass is 4×10^{-8} MeV/c²; ^b The error on the μ^\pm mass is 9×10^{-6} MeV/c².

^c The error on the μ^\pm lifetime is 4×10^{-11} s.

ข. 3 ควาร์ก (Quarks)

ควาร์กทั้งหมดมี $J^P = \frac{1}{2}^+$ ในตารางแสดงมวลโดยประมาณ และค่าของเลขควอนตัม: เลขแบริออน B , ไอโซสปิน I , ประจุ Q , สเตรนจ์เนส S , ชาร์ม C , บอตทอม \bar{B} , และท็อป T ถ้าเป็นแอนติควาร์กเครื่องหมายของเลขควอนตัมเหล่านี้จะกลับกัน

Name	Symbol	Mass (GeV/c ²) ^a	Q	S	C	\bar{B}	T	B	I
Down	d	~ 0.35	$-1/3$	0	0	0	0	$1/3$	$1/2$
Up	u	$m_u \approx m_d$	$2/3$	0	0	0	0	$1/3$	$1/2$
Strange	s	~ 0.5	$-1/3$	-1	0	0	0	$1/3$	0
Charmed	c	~ 1.5	$2/3$	0	1	0	0	$1/3$	0
Bottom	b	~ 4.5	$-1/3$	0	0	-1	0	$1/3$	0
Top	t	174.2 ± 3.3	$2/3$	0	0	0	1	$1/3$	0

ข. 4 แบรีออนที่พัคอยู่ระดับต่ำ (Low-Lying Baryons)

Particle	I, J^P	Mass (MeV/c ²)	Mean lifetime or width	Decay	
				Mode	Fraction (%)
Unflavoured states of light quarks ($S = C = \bar{B} = 0$)					
Quark content: $N = (p, n) : p = uud, n = udd; \Delta^{++} = uuu, \Delta^+ = uud, \Delta^0 = udd, \Delta^- = ddd$					
p	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	938.27203(±8)	$> 2.1 \times 10^{29}$ yr ^a		
n	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	939.56536(±8)	$8.857(\pm 8) \times 10^{-11}$ s	$pe^- \bar{\nu}_e$	100
Δ	$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}^+$	1232(±1)	118(±2) MeV	$N\pi$	100

Strange baryons ($S = -1, C = \bar{B} = 0$)					
Quark content: $\Lambda = uds; \Sigma^+ = uus, \Sigma^0 = uds, \Sigma^- = dds$, similarly for Σ^*s .					
Λ	$0, \frac{1}{2}^+$	1115.683(±6)	$2.631(\pm 20) \times 10^{-10}$	$p\pi^-$ $n\pi^0$	63.9(±5) 35.8(±5)
Σ^+	$1, \frac{1}{2}^+$	1189.37(±7)	$8.018(\pm 26) \times 10^{-11}$	$p\pi^0$ $n\pi^+$	51.57(±30) 48.31(±30)
Σ^0	$1, \frac{1}{2}^+$	1192.642(±24)	$7.4(\pm 7) \times 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$	100
Σ^-	$1, \frac{1}{2}^+$	1197.449(±30)	$1.479(\pm 11) \times 10^{-10}$	$n\pi^-$	99.848(±5)
Σ^{*+}	$1, \frac{3}{2}^+$	1382.8(±4)	35.8(±8) MeV	$\Lambda\pi$ $\Sigma\pi$	87.0(±15) 11.7(±15)
Σ^{*0}	$1, \frac{3}{2}^+$	1383.7(±10)	36(±5) MeV	As above	
Σ^{*-}	$1, \frac{3}{2}^+$	1387.2(±5)	39.4(±21) MeV	As above	

Strange baryons ($S = -2, C = \bar{B} = 0$)					
Quark content: $\Xi^0 = uss, \Xi^- = dss$, similarly for Ξ^*s					
Ξ^0	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	1314.83(±20)	$2.90(\pm 9) \times 10^{-10}$ s	$\Lambda\pi^0$	99.523(±13)
Ξ^-	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	1321.31(±13)	$1.639(\pm 15) \times 10^{-10}$ s	$\Lambda\pi^-$	99.887(±35)
Ξ^{*0}	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}^+$	1531.80(±32)	9.1(±5) MeV	$\Lambda\bar{K}, \Sigma\bar{K}, \Xi\pi$	Seen
Ξ^{*-}	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}^+$	1535.0(±6)	9.9(±18) MeV	As above	

ต่อ

Particle	I, J^P	Mass (MeV/c ²)	Mean lifetime or width	Decay	
				Mode	Fraction (%)
Strange baryons ($S = -3, C = \bar{B} = 0$)					
Quark content: $\Omega^- = sss$					
Ω^-	$0, \frac{3}{2}^+$	1672.45(±29)	$8.21(\pm 11) \times 10^{-11}$ s	ΛK^- $\Xi^0 \pi^-$ $\Xi^- \pi^0$	67.8(±7) 23.6(±7) 8.6(±4)
Charmed baryons ($S = 0, C = +1, \bar{B} = 0$)					
Quark content: $\Lambda_c^+ = udc$; $\Sigma_c^{++} = uuc$, $\Sigma_c^+ = udc$, $\Sigma_c^0 = ddc$, similarly for Σ_c^*s					
Λ_c^+	$0, \frac{1}{2}^+$	2286.46(±14)	$2.00(\pm 6) \times 10^{-13}$ s	$n + X$ $p + X$ $\Lambda + X$ $\Sigma^\pm + X$ $e^+ + X$	50(±16) 50(±16) 35(±11) 10(±5) 4.5(±17)
Σ_c^{++}	$1, \frac{1}{2}^+$	2454.02(±18)	2.23(±30) MeV	$\Lambda_c^+ \pi$	Seen
Σ_c^+	$1, \frac{1}{2}^+$	2452.9(±4)	< 4.6 MeV		
Σ_c^0	$1, \frac{1}{2}^+$	2453.76(±18)	2.2(±4) MeV		
Charmed strange baryons ($S = -1, -2, C = 1, \bar{B} = 0$)					
Quark content: $\Xi_c^+ = usc$, $\Xi_c^0 = dsc$, $\Omega_c^0 = ssc$					
Ξ_c^+	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	2467.9(±4)	$4.42(\pm 26) \times 10^{-13}$ s	Several seen	
Ξ_c^0	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	2471.0(±4)	$1.12(\pm 4) \times 10^{-13}$ s	Several seen	
Ω_c^0	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	2697.5(±26)	$6.9(\pm 1.2) \times 10^{-14}$ s	Several seen	
Bottom baryons ($S = C = 0, \bar{B} = -1$)					
Quark content: $\Lambda_b^0 = udb$					
Λ_b^0	$0, \frac{1}{2}^+$	5624(±9)	$1.230(\pm 74) \times 10^{-12}$ s	$\Lambda_c^+ + X$	9.1(±2.3)
Ξ_b^0	$0, \frac{1}{2}^+$	5792(±3)	$1.42(\pm 28) \times 10^{-12}$ s		
Ξ_b^-	$0, \frac{1}{2}^+$	5792(±3)	$1.42(\pm 28) \times 10^{-12}$ s		

^a This is the limit obtained from experiment without making any assumption about the nature of the final state. For specific assumed final states, the limit is $> 10^{31} - 10^{33}$ yr.

ข. 5 มีซอนที่พักอยู่ระดับต่ำ (Low-Lying Meson)

ในคอลัมน์ J^{PC} เลขควอนตัม C ใช้กับสถานะเป็นกลางของไอโซสปินมัลติเพลตเพียงเท่านั้น

Particle	J^{PC}	Mass (MeV/c ²)	Mean lifetime or width	Decay	
				Mode	Fraction (%)
Unflavoured states of light quarks ($S = C = \bar{B} = 0$)					
Quark content:					
$I = 1$ states, $u\bar{d}, \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}), d\bar{u}$; $I = 0$ states, $c_1(u\bar{u} - d\bar{d}) + c_2 s\bar{s}$ ($c_{1,2}$ are constants)					
π^\pm	$1, 0^-$	139.57018(±35)	$2.6033(\pm 5) \times 10^{-8}$ s	$\pi^+ \nu_\mu$	99.98770(±4)
π^0	$1, 0^+$	134.9766(±6)	$8.4(\pm 6) \times 10^{-17}$ s	$\gamma\gamma$	98.798(±32)
η	$0, 0^+$	547.51(±18)	1.30(±7) keV	$\gamma\gamma$	39.38(±26)
				$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	32.51(±28)
				$\pi^+ \pi^- \pi^0$	22.7(±4)
				$\pi^+ \pi^- \gamma$	4.69(±11)
ρ	$1, 1^-$	775.5(±4)	149.4(±10) MeV	$\pi\pi$	~100
ω^0	$0, 1^-$	782.65(±12)	8.49(±9) MeV	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	89.1(±7)
				$\pi^0 \gamma$	8.90(±25)
η'	$0, 0^+$	957.78(±14)	0.203(±16) MeV	$\pi^+ \pi^- \eta$	44.5(±14)
				$\pi^+ \pi^- \gamma$	29.4(±9)
				$\pi^0 \pi^0 \eta$	20.8(±12)
				$\omega\gamma$	3.03(±31)
ϕ	$0, 1^-$	1019.460(±19)	4.26(±5) MeV	$K^+ K^-$	49.2(±6)
				$K_L^0 K_S^0$	34.0(±5)
				$\rho\pi + \pi^+ \pi^- \pi^0$	15.3(±4)

Strange mesons ($S = \pm 1, C = \bar{B} = 0$)					
Quark content: $K^+ = u\bar{s}, K^0 = d\bar{s}, \bar{K}^0 = s\bar{d}, K^- = s\bar{u}$, similarly for K^*					
K^\pm	$\frac{1}{2}, 0^-$	493.667(±16)	$1.2385(\pm 24) \times 10^{-8}$ s	$\mu^+ \nu_\mu$	63.44(±14)
				$\pi^+ \pi^0$	20.92(±12)
				$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	5.590(±31)
				$\pi^0 e^+ \nu_e$	4.98(±7)
				$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	3.32(±6)
K^0, \bar{K}^0	$\frac{1}{2}, 0^-$	497.648(±22)			
K_S^0	See note a		$8.953(\pm 5) \times 10^{-11}$ s	$\pi^+ \pi^-$	69.20(±5)
				$\pi^0 \pi^0$	30.69(±5)
K_L^0	See note a		$5.114(\pm 21) \times 10^{-8}$ s	$\pi^\pm e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$	40.53(±15)
				$\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	27.02(±7)
				$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	19.56(±14)
				$\pi^+ \pi^- \pi^0$	12.56(±5)
$K^{*\pm}$	$\frac{1}{2}, 1^-$	891.66(±26)	50.8(±9) MeV	$K\pi$	~100
K^{*0}	$\frac{1}{2}, 1^-$	896.00(±25)	50.3(±6) MeV	$K\pi$	~100

ต่อ

Particle	I, J^{PC}	Mass (MeV/c ²)	Mean lifetime or width	Decay	
				Mode	Fraction (%)

Charmed mesons ($S=0, C=\pm 1, \bar{B}=0$)					
Quark content: $D^+ = c\bar{d}, D^0 = c\bar{u}, \bar{D}^0 = u\bar{c}, D^- = d\bar{c}$, similarly for D^*s					

D^\pm	$\frac{1}{2}, 0^-$	1869.3(±4)	$1.040(\pm 7) \times 10^{-12}$ s	$K^0 + X$ <i>plus</i> $\bar{K}^0 + X$ $K^- + X$ $\bar{K}^{*0} + X$ $e^+ + X$ $K^+ + X$	61 (±8) 27.5(±24) 23(±5) 17.2(±19) 5.5(±16)
D^0, \bar{D}^0	$\frac{1}{2}, 0^-$	1864.5(±4)	$4.101(\pm 2) \times 10^{-13}$ s	$K^- + X$ $K^0 + X$ <i>plus</i> $\bar{K}^0 + X$ $\bar{K}^{*0} + X$ $e^+ + X$ $K^+ + X$	53(±4) 42 (±5) 9(±4) 6.71(±29) 3.4(±5)
$D^{*\pm}$	$\frac{1}{2}, 0^-$	2010.0(±4)	96(±21) keV	$D^0\pi^+$ $D^+\pi^0$	67.7(±5) 30.7(±5)
D^{*0}, \bar{D}^{*0}	$\frac{1}{2}, 1^-$	2006.7(±4)	<2.1 MeV	$D^0\pi^0$ $D^0\gamma$	61.9(±29) 38.1(±29)

Charmed strange mesons ($S=C=\pm 1, \bar{B}=0$)					
Quark content: $D_s^+ = c\bar{s}, D_s^- = s\bar{c}$, similarly for D_s^*s					

D_s^\pm	$0, 0^-$	1968.2(±5)	$5.00(\pm 7) \times 10^{-13}$ s	$K^0 + X$ <i>plus</i> $\bar{K}^0 + X$ $K^+ + X$ $\phi + X$ $K^- + X$ $e^+ + X$ $\tau^+ \nu_\tau$	39(±28) 20(±16) 18(±13) 13(±13) 8(±7) 6.4(±15)
$D_s^{*\pm}$	$0, 1^-$	2112.0(±6)	< 1.9 MeV	$D_s^+\gamma$ $D_s^+\pi^0$	94.2(±7) 5.8(±7)

Bottom mesons ($S=C=0, \bar{B}=\pm 1$)					
Quark content: $B^+ = u\bar{b}, B^0 = d\bar{b}, \bar{B}^0 = b\bar{d}, B^- = b\bar{u}$, similarly for B^*s					

B^\pm	$\frac{1}{2}, 0^-$	5279.0(±5)	$1.638(\pm 11) \times 10^{-12}$ s	$\bar{c}X$ (see note b) cX (see note b) $\ell^+ \nu_\ell + X$	98(±6) 33(±5) 10.9(±4)

ต่อ

Particle	I, J^{PC}	Mass (MeV/c ²)	Mean lifetime or width	Decay	
				Mode	Fraction (%)
Charmed mesons ($S=0, C=\pm 1, \bar{B}=0$) Quark content: $D^+ = c\bar{d}, D^0 = c\bar{u}, \bar{D}^0 = u\bar{c}, D^- = d\bar{c}$, similarly for D^*s					
D^\pm	$\frac{1}{2}, 0^-$	1869.3(±4)	$1.040(\pm 7) \times 10^{-12}$ s	$K^0 + X$	
				<i>plus</i>	
				$\bar{K}^0 + X$	61 (±8)
				$K^- + X$	27.5(±24)
				$\bar{K}^{*0} + X$	23(±5)
D^0, \bar{D}^0	$\frac{1}{2}, 0^-$	1864.5(±4)	$4.101(\pm 2) \times 10^{-13}$ s	$e^+ + X$	17.2(±19)
				$K^+ + X$	5.5(±16)
				$K^- + X$	53(±4)
				$K^0 + X$	
				<i>plus</i>	
D^{*0}, \bar{D}^{*0}	$\frac{1}{2}, 0^-$	1864.5(±4)	$4.101(\pm 2) \times 10^{-13}$ s	$\bar{K}^0 + X$	42 (±5)
				$\bar{K}^{*0} + X$	9(±4)
				$e^+ + X$	6.71(±29)
				$K^+ + X$	3.4(±5)
$D^{*\pm}$	$\frac{1}{2}, 0^-$	2010.0(±4)	96(±21) keV	$D^0\pi^+$	67.7(±5)
				$D^+\pi^0$	30.7(±5)
D^{*0}, \bar{D}^{*0}	$\frac{1}{2}, 1^-$	2006.7(±4)	<2.1 MeV	$D^0\pi^0$	61.9(±29)
				$D^0\gamma$	38.1(±29)
Charmed strange mesons ($S=C=\pm 1, \bar{B}=0$) Quark content: $D_s^+ = c\bar{s}, D_s^- = s\bar{c}$, similarly for D_s^*s					
D_s^\pm	$0, 0^-$	1968.2(±5)	$5.00(\pm 7) \times 10^{-13}$ s	$K^0 + X$	
				<i>plus</i>	
				$\bar{K}^0 + X$	39(±28)
				$K^+ + X$	20(±16)
				$\phi + X$	18(±13)
				$K^- + X$	13(±13)
				$e^+ + X$	8(±7)
$D_s^{*\pm}$	$0, 1^-$	2112.0(±6)	< 1.9 MeV	$\tau^+ \nu_\tau$	6.4(±15)
				$D_s^+ \gamma$	94.2(±7)
				$D_s^+ \pi^0$	5.8(±7)
Bottom mesons ($S=C=0, \bar{B}=\pm 1$) Quark content: $B^+ = u\bar{b}, B^0 = d\bar{b}, \bar{B}^0 = b\bar{d}, B^- = b\bar{u}$, similarly for B^*s					
B^\pm	$\frac{1}{2}, 0^-$	5279.0(±5)	$1.638(\pm 11) \times 10^{-12}$ s	$\bar{c} X$ (see note b)	98(±6)
				$c X$ (see note b)	33(±5)
				$\ell^+ \nu_\ell + X$	10.9(±4)

ต่อ

B^0, \bar{B}^0	$\frac{1}{2}, 0^-$	5279.4(±5)	$1.530(\pm 9) \times 10^{-12} \text{ s}$	$\bar{c}X$ (see note b)	104(±8)
				cX (see note b)	24(±5)
				$\ell^+ \nu_\ell + X$	10.4(±4)

Bottom strange mesons ($S = \mp 1, C = 0, \bar{B} = \pm 1$)Quark content: $B_s^0 = s\bar{b}, \bar{B}_s^0 = b\bar{s}$, similarly for B^*s

B_s^0, \bar{B}_s^0	$0, 0^-$	5367.5(±18)	$1.466(\pm 59) \times 10^{-12} \text{ s}$	$D_s^- + X$	94(±30)
				$D_s^- \ell^+ \nu_\ell + X$	7.9(±24)

Bottom charmed mesons ($S = 0, \bar{B} = C = \pm 1$)Quark content: $B_c^+ = c\bar{b}, B_c^- = c\bar{b}$

B_c^\pm	$0, 0^-$	6286(±5)	$4.6(\pm 17) \times 10^{-13} \text{ s}$		Several seen
-----------	----------	----------	---	--	--------------

 $c\bar{c}$ mesons

$\eta_c(1S)$	$0, 0^{++}$	2980.4(±12)	$25.5(\pm 34) \text{ MeV}$	$K\bar{K}\pi$	7.2(±12)
				$\eta\pi\pi$	4.9(±18)
				$\eta'\pi\pi$	4.1(±17)
$J/\psi(1S)$	$0, 1^{--}$	3096.916(11)	$93.4(\pm 21) \text{ keV}$	Hadrons	87.7(±5)
				e^+e^-	5.94(±6)
				$\mu^+\mu^-$	5.93(±6)

 $b\bar{b}$ mesons

$\Upsilon(1S)$	$0, 1^{--}$	9460.30(±26)	$54.02(\pm 125) \text{ keV}$	$\eta' + X$	2.8(±4)
				$\ell^+\ell^-$ all ℓ	7.95(±43)

^a These states are discussed in Sections 10.2.1 and 10.2.2.^b The \bar{c} stands for any state containing a \bar{c} quark and the c stands for any state containing a c quark.

ภาคผนวก ค

ค่าคงตัวเชิงฟิสิกส์และข้อมูลของอนุภาค

(PHYSICAL CONSTANTS AND PARTICLE DATA)

ค่าล่าสุดเมื่อ ค.ศ. 2006 (คัดลอกจากเว็บไซต์ The National Institute of Standards and Technology (NIST), <http://physics.nist.gov/constants>, สืบค้นเมื่อวันที่ 1 พฤษภาคม 2553)

Alpha particle mass, m_α	$6.644\ 656\ 20 \times 10^{-27}$ kg
Alpha particle mass in u, m_α	4.001 506 179 127 u
Atomic mass constant, m_u	$1.660\ 538\ 782 \times 10^{-27}$ kg
Atomic mass constant energy equivalent, $m_u c^2$	$1.492\ 417\ 830 \times 10^{-10}$ J
Atomic mass constant energy equivalent in Mev, $m_u c^2$	931.494 028 Mev
Atomic unit of charge, e	$1.602\ 176\ 487 \times 10^{-19}$ C
Avogadro constant, N_A, L	$6.022\ 141\ 79 \times 10^{23}$ mol ⁻¹
Bohr magneton, μ_B	$927.400\ 915 \times 10^{-26}$ J T ⁻¹
Bohr magneton in eV/T, μ_B	$5.788\ 381\ 7555 \times 10^{-5}$ eV T ⁻¹
Bohr radius, a_0	$0.529\ 177\ 208\ 59 \times 10^{-10}$ m
Boltzmann constant, k	$1.380\ 6504 \times 10^{-23}$ J K ⁻¹
Boltzmann constant in eV/K, k	$8.617\ 343 \times 10^{-5}$ eV K ⁻¹
Compton wavelength, λ_C	$2.426\ 310\ 2175 \times 10^{-12}$ m
Compton wavelength / 2π , λ_C	$386.159\ 264\ 59 \times 10^{-15}$ m
Deuteron mass, m_d	$3.343\ 583\ 20 \times 10^{-27}$ kg
Deuteron mass in u, m_d	2.013 553 212 724 u
Electron magnetic moment, μ_d	$-928.476\ 377 \times 10^{-26}$ J T ⁻¹
Electron mass, m_e	$9.109\ 382\ 15 \times 10^{-31}$ kg
Electron mass energy equivalent, $m_e c^2$	$8.187\ 104\ 38 \times 10^{-14}$ J

Electron mass energy equivalent in Mev, $m_e c^2$	0.510 998 910 Mev
Electron mass in u, m_e	$5.485\ 799\ 0943 \times 10^{-4}$ u
Electron volt, ev	$1.602\ 176\ 487 \times 10^{-19}$ J
Electron volt-atomic mass unit relationship (1 ev)/ c^2	$1.073\ 544\ 188 \times 10^{-9}$ u
Electron volt-joule relationship, 1 ev	$1.602\ 176\ 487 \times 10^{-19}$ J
Electron volt-kelvin relationship, (1 ev)/ k	$1.160\ 4505 \times 10^4$ K
Electron volt-kilogram relationship, (1 ev)/ c^2	$1.782\ 661\ 758 \times 10^{-36}$ kg
Elementary charge, e	$1.602\ 176\ 487 \times 10^{-19}$ C
Fine-structure constant, α	$7.297\ 352\ 5376 \times 10^{-3}$
Inverse fine-structure constant, α^{-1}	137.035 999 679
Inverse meter-atomic mass unit relationship, $(1\text{ m}^{-1})h/c$	$1.331\ 025\ 0394 \times 10^{-15}$ u
Inverse meter-electron volt relationship, $(1\text{ m}^{-1})/hc$	$1.239\ 841\ 875 \times 10^{-6}$ ev
Joule-atomic mass unit relationship, $(1\text{ J})/c^2$	$6.700\ 536\ 41 \times 10^9$ u
Joule-electron volt relationship, 1 J	$6.241\ 509\ 65 \times 10^{18}$ ev
Kilogram-atomic mass unit relationship 1 kg	$6.022\ 141\ 79 \times 10^{26}$ u
Kilogram-electron volt relationship, $1\text{ kg}/c^2$	$5.609\ 589\ 12 \times 10^{35}$ ev
Neutron magnetic moment, μ_n	$-0.966\ 236\ 41 \times 10^{-26}$ J T ⁻¹
Neutron mass, m_n	$1.674\ 927\ 211 \times 10^{-27}$ kg
Neutron mass energy equivalent, $m_n c^2$	$1.505\ 349\ 505 \times 10^{10}$ J
Neutron mass in u, m_n	1.008 664 915 97 u
Nuclear magneton, μ_N	$5.050\ 783\ 24 \times 10^{-27}$ J T ⁻¹
Nuclear magneton in ev/T, μ_N	$3.152\ 451\ 2326 \times 10^{-8}$ ev T ⁻¹
Planck constant, h	$6.626\ 068\ 96 \times 10^{-34}$ J s
Planck constant in ev.s, h	$4.135\ 667\ 33 \times 10^{-15}$ ev s
Planck constant / 2π , \hbar	$1.054\ 571\ 628 \times 10^{-34}$ J s
Planck constant / 2π in ev s, \hbar	$6.582\ 118\ 99 \times 10^{-16}$ ev s
Proton magnetic moment, μ_p	$1.410\ 606\ 662 \times 10^{-26}$ J T ⁻¹
Proton mass, m_p	$1.672\ 621\ 637 \times 10^{-27}$ kg
Proton mass in u, m_p	1.007 276 466 77 u
Rydberg constant, R_∞	$10\ 973\ 731.568\ 527\text{ m}^{-1}$

Speed of light in vacuum, c, c_0	$299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$
Stefan-Boltzmann constant, σ	$5.670\,400 \times 10^{-8}\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-4}$
Unified atomic mass unit, u	$1.660\,538\,782 \times 10^{-27}\text{ kg}$



บรรณานุกรม

- Arya, A. P. (1968) *Fundamental of Nuclear Physics*, 2nd Edit, Allyn and Bacon, Boston.
- Arya, A. P. (1970) *Elementary Modern Physics*, Addison-Wesley, Phillippines.
- Boyarkin O.M. (2007) *Introduction to Physics of Elementary Particles*, Nova Science Publishers, New York.
- Burcham, W. E. and Jobes, M (1995) *Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Cottingham W. N. and Greenwoodan D.A. (2007) *Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, 2nd Edit, Cambridge University Press, New York.
- Das, A. and Ferbel T. (1994) *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York.
- Devanathan V. (2006) *Nuclear Physics*, Narosa Publish House, New Delhi.
- Dunlap, R. D. (2004) *The Physics of Nuclei and Particles*, Thomson, Canada, 2004.
- Fayyazuddin and Riazuddin (2000) *A Modern Introduction to Particle Physics*, 2nd Edit, World Scientific, Singapore.
- Gottfried K. and Weisskopf V. F. (1984) *Concepts of Particle Physics*, Vol I, Oxford University Press, New York.
- Griffiths, D. (2008) *Introduction to Elementary Particles*, Wiley, New York.
- Halzen, F and Martin, A. D. (1984) *Quark and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York.
- Henley, E. M. and Garcia A. (2007) *Subatomic Physics*, 3rd Edit, World Scientific, New Jersey.
- Krane, K. S. (988) *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, Singapore.
- Martin, B. R. and Shaw, G. (2008) *Particle Physics*, 3rd Edit, Wiley, West Sussex.
- Martin, B.R. (2006) *Nuclear and Particle Physics*, Wiley, West Sussex.
- Perkins, D. H. (2000) *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edit, Cambridge University Press, Cambridge.

Seiden, A. (2005) *Particle Physics : A Comprehensive Introduction*, Addison-Wesley, San Francisco.

Sundaresan, M. K. (2001) *Handbook of Particle Physics*, CRC Press, Boca Raton.

Wong, S. M. (1990) *Introductory Nuclear Physics*, Plentice-Hall, New Jersey.



ดัชนี

- Aces particle อนุภาคเอซ 41
- Alternating gradient synchrotron
อัลเทอร์เนติง เกรเดียนท์ ซิงโครตรอน 36
- Anaximenes อนาซิมินีส 1
- Anderson แอนเดอร์สัน 14
- Angle dependence of flux ratio การขึ้นกับมุม
ของอัตราส่วนของฟลักซ์ 121
- Angular momentum โมเมนตัมเชิงมุม 6
- Angular momentum states
สถานะ โมเมนตัมเชิงมุม 66
of baryons ของแบรีออน 66
- Anihilation การประลัย 4, 10
- Antibaryon แอนติแบรีออน 10
- Anticolor แอนติคัลเลอร์ 73
- Antihyperon แอนติไฮเพอรอน 19, 25
- Antineutrino แอนตินิวทริโน 14, 15
- Antineutron แอนตินิวตรอน 24
- Antinucleon แอนตินิวคลีออน 24
- Antiparticle ปฏิยานุภาค 10
- Antiproton แอนติโปรตอน 24
- Antiquark แอนติควาร์ก 42
- Antisymmetry ปฏิสมมาตร 74
- Associated production การผลิตเป็นหมู่ 21, 32
- Atmosphere neutrino นิวทริโนบรรยากาศ 119
- Atomic mass unit หน่วยมวลอะตอม 6
- Auger electron ออเกอร์อิเล็กตรอน 112
- Auger process กระบวนการออเกอร์ 112
- Bare mass มวลเปลือย 71
- Baryon แบรีออน 2, 10
- Basic interactions อันตรกิริยาพื้นฐาน 28
- Beauty บิวตี้ 67
- Bose-Einstein statistics สถิติโบส-ไอน์สไตน์ 47
- Boson โบซอน 47
- Bound quark-antiquark system ระบบผูก
ยึดเหนี่ยวควาร์ก-แอนติควาร์ก 64
- Bound system ระบบยึดเหนี่ยว 61
- Branching ratio อัตราการสลายแตกสาขา 89, 110
- Bubble chamber ห้องฟอง 26
- Building block สิ่งก่อสร้าง 1
- Cabibbo แคมบิโบ 90
- Cabibbo angle มุมแคมบิโบ 91
- Cabibbo theory ทฤษฎีแคมบิโบ 91
- Cascaded particle อนุภาคขยับ 23, 26
- Čerenkov detector ตัวตรวจจับเชเรนโกฟ 25
- Čerenkov radiation การแผ่รังสีเชเรนโกฟ 110
- CERN's Large Hadron Collider, LHC เครื่อง
แฮดรอนชนกันขนาดใหญ่ของ CERN 43
- Chadwick แชดวิก 4
- Characteristics of solar neutrino คุณลักษณะ
ของนิวทริโนสุริยะ 113
- Charge conjugate process กระบวนการสังยุคประจุ
63
- Charge conjugate การสังยุคประจุ 101
- Charge doublet การซ้อนประจุ 31
- Charge triplet ซ้อนสามประจุ 31
- Charmonium ชาร์มอเนียม 67
- Classical standpoint แนวคิดเชิงแบบฉบับ 53
- Classification การจำแนกประเภท 47
of bosons ของโบซอน 48
of fermions ของเฟอร์มิออน 48

- of interaction ของอันตรกิริยา 49, 93
- of particle decay ของการสลายอนุภาค 93
- of strongly interaction particles ของอนุภาคที่มีอันตรกิริยาอย่างแรง 37
- of subatomic particles การจำแนกประเภทของอนุภาคย่อยอะตอม 47
- Coherent scattering กระเจิงอาพันธ์ 119
- Color คัลเลอร์ 73
- Combination การจัดหมู่ 41
- Decay of muon การสลายของมิวออน 52
- Decay product ผลผลิตการสลาย 27
- of anti-negative-xi ของแอนติ-ไซ-ลอป 27
- Deep inelastic scattering การกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่นลึก 62
- of electron ของอิเล็กตรอน 62
- Definition การนิยามศัพท์เฉพาะ 8
- Degree of accuracy ระดับของความแม่นยำ 124
- Dirac neutrino ดิแรกนิวทริโน 118
- Dmitri mendeleev ดิมิทรี เมนเดลีฟ 1
- Double beta decay กระบวนการสลายบีตาคู่ 118
- Effective mass มวลยังผล 70
- Eightfold way เอจโฟลด์เวย์ 37, 41
- Eightfold way diagram แผนภาพเอจโฟลด์เวย์ 36, 37, 38, 40, 41, 71, 72
- Einstien equation สมการไอน์สไตน์ 6
- Einstien relation ความสัมพันธ์ของไอน์สไตน์ 56
- Electric moment โมเมนต์ไฟฟ้า 28
- Electromagnetic field สนามแม่เหล็กไฟฟ้า 54
- Electromagnetic interaction อันตรกิริยาแม่เหล็กไฟฟ้า 28, 49
- Electron อิเล็กตรอน 13
- Electron capture การจับยึดอิเล็กตรอน 15, 110
- Electron neutrino อิเล็กตรอนนิวทริโน 110
- Electron-positron collider อิเล็กตรอน-โพสิตรอนคอลไลเดอร์ 67
- Electron-positron pair คู่อิเล็กตรอน-โพสิตรอน 14
- Electroweak theory ทฤษฎีอย่างอ่อนไฟฟ้า 85
- Elementary particle อนุภาคมูลฐาน 5, 47, 48
- End point energy พลังงานจุดปลาย 110, 122
- of the beta decay ของการสลายอนุภาคบีตา 111
- Energy spectrum สเปกตรัมพลังงาน 111, 123
- of electron ของอิเล็กตรอน 123
- of neutrino นิวทริโน 111
- Enrico Fermi เอนริโก เฟอร์มี 14
- Evidence for quark หลักฐานของควาร์ก 60
- Excited states สถานะถูกกระตุ้น 60
- of the proton ของโปรตอน 60
- Fermi เฟอร์มี 33
- Fermi function ฟังก์ชันเฟอร์มี 90
- Fermi-Dirac statistics สถิติของเฟอร์มีดิแรก 16, 47
- Fermion เฟอร์มิออน 2, 47
- Feynman diagram แผนภาพไฟน์แมน 53, 54, 77
- for beta- decay สำหรับการสลายบีตา 80
- for decay สำหรับการสลาย 57
- for electromagnetic decay of ρ^0 สำหรับการสลายแม่เหล็กไฟฟ้าของ ρ^0 83
- for electron-electron interaction สำหรับอันตรกิริยาอิเล็กตรอน-อิเล็กตรอน 55
- for electron-positron annihilation สำหรับการประลัยอิเล็กตรอน-โพสิตรอน 83, 86, 89
- for negative muon decay สำหรับการสลายของมิวออนลบ 55
- for the production of a real W^+ meson ของการผลิตมีซอนจริง W^+ 88
- for the production of a real π^0 meson ของการผลิตมีซอนจริง π^0 87

- of the strong interaction between hadrons
ของอันตรกิริยาอย่างแรงระหว่างแฮดรอน 82
- of the weak decay of a meson ของการสลาย
อย่างอ่อนของมีซอน 80
- of the weak decay of a D^0 meson
ของการสลายอย่างอ่อนของมีซอน D^0 81
- of the weak decay of a D^+ meson
ของการสลายอย่างอ่อนของมีซอน D^+ 81
- of the weak decay of a K^- meson
ของการสลายอย่างอ่อนของมีซอน K^- 82
- of electromagnetic decay of a Δ^+ baryon
ของการสลายแม่เหล็กไฟฟ้าของแบรียออน
 Δ^+ 83
- showing neutral weak boson แสดงโบซอน
อย่างอ่อนที่เป็นกลาง 85
- Flavor เฟลเวอร์ 62
- Fragmentation การแตกเป็นชิ้นส่วน 101
- Fundamental particle อนุภาคฐานมูล 5
- GALLEX 114
- Gallium experiment การทดลองกาลเลียม 114
- Gauge boson เกจโบซอน 54
- Gauge theory ทฤษฎีเกจ 4
- Gell-Mann เกลล์-มานน์ 22, 23, 26, 36, 38,
- Gell-Mann-Nishijima formula
สูตรเกลล์-มานน์-นิชิจิม่า 72
- Glashow กลาโชว์ 85
- Glued กาว 2
- Gluon กลูออน 73
- Gluon bond พันธะกลูออน 100, 101
- Grand unified theories ทฤษฎีการรวม
แบบสมบูรณ 108
- Gravitation field สนามโน้มถ่วง 53
- Gravitation interactions อันตรกิริยาโน้มถ่วง 29,
- GUTs 108
- Hadron แฮดรอน 3
- Hadron decay การสลายแฮดรอน 94
- Hard component องค์ประกอบพวกแข็ง 15
- Heaviside-Lorentz unit หน่วยเฮฟวิไซด์-โลเร็นตซ์
8
- Heavy meson มีซอนหนัก 18, 19
- Heavy quark ควาร์กหนัก 42
- Hideki Yukawa ฮิเดกิ ยูกะวะ 15
- History of particle physics ประวัติศาสตร์ของวิชา
ฟิสิกส์ของอนุภาค 4
- Homestake experiment การทดลองโฮมสแตค 113
- Homestake mine เหมืองโฮมสแตค 112
- Hypercharge ไฮเพอร์ชาร์จ 31
- Hyperon ไฮเพอรอน 19, 22
- Interaction of electron อันตรกิริยาของ
อิเล็กตรอน 120
with electron neutrino กับอิเล็กตรอนนิวตริโน
120
- Invariant ระบบที่ยั่งยืน 101
- Isospin ไอโซสปิน 71
- Isotopic spin ไอโซโทปิกสปิน 30
- Isotopic spin multiplet ไอโซโทปิกสปินมัลติเพลต
31
- Kamiokande experiment
การทดลองคามิโอเแคนดะ 116, 120
- K-meson เค-มีซอน 19, 21
- Lambda อนุภาคแลมบ์ดา 19, 22
- Length ความยาว 6
- Lepton เลปตอน 3, 16
- Lepton decay การสลายอนุภาคเลปตอน 94
- Lepton generation รุ่นของเลปตอน 51
- Lie group algebra พีชคณิตของลิกู๊ป 39

- Light quark ควาร์กเบา 42
- Linear combination การรวมเชิงเส้น 62
- Lorentz factor ตัวประกอบโลเร็นตซ์ 6
- Magnetic moment โมเมนต์แม่เหล็ก 28, 29
- Majorana neutrino มาโจรานานิวทริโน 118
- Mass spectrograph สเปกโตรกราฟมวล 25
- Massive neutrino นิวทริโนมวลมาก 122
- Massless gauge boson เกจโบซอนที่ไร้มวล 85
- Matter effect ผลของสสาร 119
- Mediate of interaction สื่อกลางของอันตรกิริยา 54
- Meson มีซอน 2, 11
- Meson production and fragmentation การผลิตมีซอนและการแตกเป็นชิ้นส่วน 99
- Meson state สถานะของมีซอน 65
- Mesonic atom อะตอมมีซอน 18
- Mesons family แฟมิลีของมีซอน 68
- Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Effect มิกเกียฟ-สมอร์นอฟ-วูล์ฟเฟินสไตน์ 119
- Mixing angle มุมการผสม 122
- Mixture of flavor states การผสมของสถานะเฟลวอร์ 119
- Momentum โมเมนตัม 6
- Mössbauer effect ผลมอสบอเออร์ 29
- MSN effect ผลของ MSN 119
- Mu meson มิวมีซอน 15, 16
- Multiplet state สถานะมัลทิเพลต 39
- Multiplicity ความมากมาย 31
- Muon มิวออน 16
- decay reaction ปฏิกิริยาการสลาย 16
- Natural units หน่วยธรรมชาติ 7
- Neemann นีแมน 38
- Negative beta decay การสลายบีตาลบ 15
- Negative omega decay การสลายของโอเมกาลบ 36
- Neutrino นิวทริโน 14, 15
- Neutrino flux ฟลักซ์นิวทริโน 113, 114, 115
- Neutrino Mass มวลนิวทริโน 122
- Neutrino oscillations การแกว่งกวัดของนิวทริโน 116, 121
- Neutrinoless double beta decay การสลายบีตา คู่แบบไร้นิวทริโน 118
- Neutron นิวตรอน 13
- magnetic moment โมเมนต์แม่เหล็ก 61
- Neutron star ดาวนิวตรอน 70
- Neutron-proton model แบบจำลองนิวตรอน-โปรตอน 13
- Nishijima นิชิจิม่า 23, 36
- Nonconserved quantities ปริมาณที่ไม่อนุรักษ์ 50
- Nuclear emulsion นิวเคลียร์อิมัลชัน 17, 21
- Nuclear force แรงนิวเคลียร์ 2, 28
- Nuclear reactions ปฏิกิริยานิวเคลียร์ 8
- Off the mass shell ชั้นมวลที่ลอกออกมา 56
- Okubo โอคุโบะ 36
- Old thirty-two elementary particles อนุภาคมูลฐานรุ่นเก่าสามสิบสองชนิด 10
- Omega resonance โอเมกาเรโซแนนซ์ 34
- Parity operation การดำเนินการพริตตี 101
- Particle decays การสลายอนุภาค 9
- Particle reaction ปฏิกิริยาอนุภาค 8, 79
- Particles and interaction อนุภาคและอันตรกิริยา 47
- Photon โฟตอน 13
- Photon absorption cross section for protons ภาคตัดขวางการดูดกลืนโฟตอนของโปรตอน 61, 68
- Pi mesons ไพมีซอน 17
- Pion ไพออน 18
- Point particle อนุภาคจุด 48

- Point-like particle อนุภาคคล้ายจุด 3
- Positive beta decay การสลายบีตาบวก 15
- Positron โพซิตรอน 14
- Properties สมบัติ
- of four natural interactions สมบัติของสี่อันตรกิริยาในธรรมชาติ 50
 - of lepton สมบัติของเลปตอน 51, 52
 - of light baryons สมบัติของเบรียนเบา 66
 - of light mesons สมบัติของมีซอนเบา 62, 64
 - of mesons with charm and bottom สมบัติของมีซอนที่มีชาร์มและบอตทอม 68, 70
 - of pion ของไพออน 53
 - of quarks สมบัติของควาร์ก 62
 - of subatom particles สมบัติของอนุภาคย่อยอะตอม 49
- Proton โปรตอน 13
- Proton decay การสลายโปรตอน 109
- Proton-proton cycle วัฏจักรโปรตอน-โปรตอน 110
- Proton-proton scattering การกระเจิงโปรตอน-โปรตอน 75
- Pseudo-spin สปินเทียม 71
- Quantize ควอนไทซ์ 54
- Quantum chromodynamics ควอนตัมโครโมไดนามิกส์ 4, 74
- Quantum electrodynamics ควอนตัมอิเล็กโทรไดนามิกส์ 4
- Quantum number เลขควอนตัม 32
- of quark ของควาร์ก 41
- Quark Generation Mixing การผสมรุ่นควาร์ก 89
- Quark model แบบจำลองควาร์ก 60, 79
- Quark particle อนุภาคควาร์ก 41
- Quark-gluon plasma ควาร์ก-กลูออนพลาสมา 43, 70
- QGP 43
- Quarkium atom ควาร์กเทียมอะตอม 43
- Quasiparticle อนุภาคคล้าย 42
- Range of interactions พิสัยของอันตรกิริยา 49
- Reaction equation สมการปฏิกิริยา 9
- Real particle อนุภาคจริง 56
- Reduced Compton wavelength ความยาวคลื่นคอมป์ตันลดทอน 6
- Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC เครื่องอนุภาคหนักเชิงสัมพัทธภาพชนกัน 43
- Resonance เรโซแนนซ์ 33
- Resonance particle อนุภากระโซแนนซ์ 33
 - Resonance state สถานะเรโซแนนซ์ 33, 37, 38
 - Rho resonance โรเรโซแนนซ์ 34
- Russian-American Gallium Experiment การทดลองแกลเลียมรัสเซีย-อเมริกัน 114
- Rutherford รัทเทอร์ฟอร์ด 4, 13
- SAGE 114
- Salam ชาลาม 85
- Scintillation detector ตัวตรวจจับการเปล่งแสงฉับ 25
- Self-conjugate สังยุคประจุโดยตัวเอง 62
- Sigma ซิกมา 22
- SNO 121
- Soft component องค์ประกอบพวกอ่อน 15
- Solar neutrinos นิวทริโนสุริยะ 110
- Solar neutrino problem ปัญหานิวทริโนสุริยะ 108
 - Solar neutrino units หน่วยนิวทริโนสุริยะ 113
- Soviet-American Gallium Experiment การทดลองแกลเลียมอเมริกัน-โซเวียต 114
- Standard model แบบจำลองมาตรฐาน 60
- Standard solar model แบบจำลองสุริยะมาตรฐาน 113

- Stanford linear accelerator เครื่องเร่งเชิงเส้น
สแตนฟอร์ด 68
- State vector เวกเตอร์สถานะ 62
vector of gluon เวกเตอร์สถานะของกลูออน 76
- Strange particles อนุภาคสเตรนจ์ 19, 20
- Strangeness สเตรนจ์เนสส์
Strangeness conservation process กระบวนการ
อนุรักษ์สเตรนจ์เนสส์ 90
Strangeness number เลขสเตรนจ์เนสส์ 31
- Strong force แรงอย่างแรง 2
- Strong interaction อันตรกิริยาอย่างแรง 28, 49
- SU(3) 39, 41
- SU(3) theory ทฤษฎี SU(3) 42
- Subatomic particles อนุภาคย่อยอะตอม 47
- Sudbury Neutrino Observatory สถานีสังเกตการณ์
นิวทริโนซัดเบอรี 121
- Super Unitary Group ซุปเปอร์ยูนิแทรีกรุป 39
- Supermultiplets ซุปเปอร์มัลติเพลต 38, 39, 40
- Supper-Kamiokande ซุปเปอร์-คามิโอคาเอนดิ 115,
116, 120
- Symmetric สมมาตร 74
- Terminology ศัพท์วิทยา 8
- Thomson ทอมสัน 4, 13
- Threshold kinetic energy
พลังงานจลน์ขีดเริ่มเปลี่ยน 87
- Time เวลา 7
- Time reversal การย้อนกลับเวลา 104
- Transition probability โอกาสการเปลี่ยน 95
- Transition rates (state) อัตราการเปลี่ยน (สถานะ)
- Truth ทฤษฎี 67
- Unified electroweak model แบบจำลองรวม
อย่างอ่อนไฟฟ้า 4
- Units หน่วย 5
in general หน่วยในทั่วไป 5
of energy หน่วยของพลังงาน 5
of mass หน่วยของมวล 5
- Universal physical constants
ค่าคงตัวเชิงฟิสิกส์สากล 7
- Upper limit ขีดจำกัดบน 124
of neutrino mass ของมวลนิวทริโน 124
- Velocity ความเร็ว 6
- Vertex rule กฎจุดรวม 56, 91
- Virtual particle อนุภาคเสมือน 56
- Virtual photon โฟตอนเสมือน 55
- Virtual pion ไพออนเสมือน 74
- Virtual X-boson เอกซ์โบซอนเสมือน 109
- V-particle อนุภาควี 19
- Weak interaction อันตรกิริยาอย่างอ่อน 2, 49
- Weinberg วินเบิร์ก 85
- Wolfgang Pauli โวล์ฟกัง เพาลี 14
- X-boson เอกซ์โบซอน 109
- Zweig's Rule กฎของซไวค์ 97