

บทที่ 2

การทบทวนวรรณกรรมที่เกี่ยวข้อง

มีหลายวิธีที่ได้รับข้อมูลเกี่ยวกับคุณสมบัติของ เคออน ในสสาร เริ่มแรกมีการศึกษาการกระเจิงแบบยืดหยุ่นของเคออนกับนิวคลีออน ที่จะได้ข้อมูลระยะในการกระเจิง เพื่อหาการเปลี่ยนแปลงมวลของเคออน ที่ความหนาแน่นปานกลางของสสาร ระยะในการกระเจิงอย่างเดียวไม่เพียงพอที่จะกำหนดในคุณสมบัติในตัวกลางเพราะในเคออน มีศักย์แสงแบบผลัก (Repulsive optical potential) สำหรับ K^+ ศักย์แสงผลักและการเปลี่ยนแปลงมวลที่สอดคล้องกันดังสมการ

$$U_{opt}^{K^+}(\mathbf{q} = 0, \rho) = +30 \text{ MeV} \cdot \rho / \rho_0 \quad (2.1)$$

ρ_0 เป็นความหนาแน่นอิ่มตัวของสสารนิวเคลียร์ ค่านี้สามารถใช้ได้กับผลการทดลอง [17] ต่อมาได้รู้ว่าที่ความหนาแน่นต่ำ $\rho < \rho_0$ ในตัวกลางเคออน พลังงานภายในตัวเคออนโดยระบบ การขยายตัวของ chiral Lagrangian ทุก ๆ สมการขนส่ง ควรจะสอดคล้องกับผลจากทฤษฎีนี้ เมื่อพิจารณาที่ความหนาแน่นต่ำ ได้สูตรที่เกี่ยวข้องการเปลี่ยนแปลงของมวลเคออนยกกำลังสอง

$$\Delta m_K^2 = -\pi(1+x) \left(a_{KN}^{(l=0)} + 3a_{KN}^{(l=1)} \right) \rho + \alpha \left(\left(a_{KN}^{(l=0)} \right)^2 + 3 \left(a_{KN}^{(l=1)} \right)^2 \right) k_F^4 + \mathcal{O}(k_F^5) \quad (2.2)$$

$\alpha \approx 0.166, x = \frac{m_K}{m_N}, \rho = \frac{2k_F^3}{3\pi^2}$ ระยะการกระเจิงของ KN สำหรับ K^+ $a_{K^+N}^{(l=1)} \approx -0.32 \text{ fm}, a_{K^+N}^{(l=0)} \approx (-1.70 + i0.68) \text{ fm}$ จากสมการ Euler-Lagrange และโดยการใช้การประมาณค่าสนามเฉลี่ย สามารถเขียนสมการ Klein-Gordon สำหรับเคออนในตัวกลางนิวเคลียร์

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu + \frac{3i}{4f_K^2} \rho_N \partial_r + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_s \right) \right] K = 0 \quad (2.3)$$

การกระจายของเคออน ในสสารนิวเคลียร์

$$\omega^2(\mathbf{k}, \rho_N) = m_K^2 + \mathbf{k}^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_s \pm \frac{3}{4} \frac{\omega}{f_K^2} \rho_N \quad (2.4)$$

k คือค่าโมเมนตัมของเคออน พลังงานในตัวกลางของเคออน

$$E(\mathbf{k}, \rho_N) = \left[m_k^2 + \mathbf{k}^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_k^2} \rho_s + \left(\frac{3\rho_N}{8f_k^2} \right)^2 \right]^{1/2} \pm \frac{3\rho_N}{8f_k^2} \quad (2.5)$$

ในบทความของ Kaplan และ Nelson [18, 19] ที่ได้กำหนดให้มวลของ K^+ และ K^-

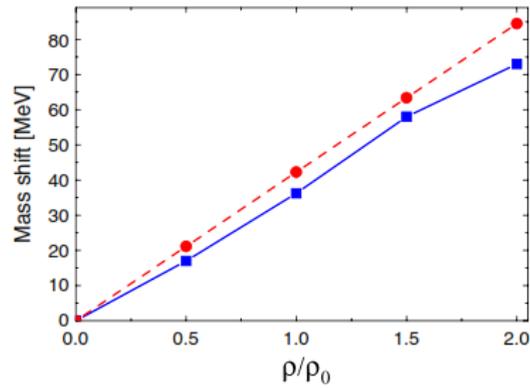
$$\Delta m_k^2(\rho) = \frac{\Sigma_{KN}}{f_k^2} \rho_s \quad (2.6)$$

$f_k = 106 \text{ MeV}$ และ $\Sigma_{KN} \approx 350 \text{ MeV}$ ด้วยสมมติฐานที่ว่า การปรับเปลี่ยนตัวกลางในสมการ 2.6 ทำนายการควบแน่นของเคออนที่ความหนาแน่น $3\rho_0$ ซึ่งจะมีผลต่อการกระตุ้นของเพอร์โนวายัง รวมถึงการชนไอออนหนัก Nambu-Jona-Lasinio (NJL) ลากรองจ์, Lutz. เสนอให้มีค่าแก้ไขมวลยกกำลังสองเพิ่มเติม

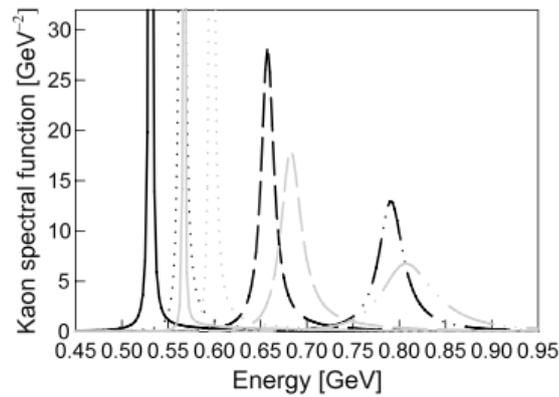
$$\Delta m_K^2(\rho) = -\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_s - \frac{m_K^2 \Delta f_K^2}{f_K^2} \pm \frac{m_k(\rho_u - \rho_s)}{4f_k^2} + \vartheta(m_u^0, s) \quad (2.7)$$

การเปลี่ยนแปลงของค่าคงที่การสลายตัว เคออน ในสสารสะท้อนให้เห็นการเปลี่ยนแปลงของการทำงานของความหนาแน่นภายในควาร์ก u และ s ตามลำดับ การคำนวณในกรอบของรูปแบบ NJL แสดงให้เห็นว่ามวลที่เพิ่มขึ้นของเคออนในสสารเป็นตามการทำนายของทฤษฎีความหนาแน่นต่ำ มีความสอดคล้องกับ Lagrangian chiral สำหรับ Kaplan และ Nelson สมมติว่า $\omega \approx m_K$ และ $\rho_s = 0$, เงื่อนไขสุดท้ายของสมการ 2.4 ค่าคงที่ของการสลายตัว f_k และ $f = f_k$ ค่าของทั้งสองกลุ่มต่างกัน 10 %

ผลอันเนื่องมาจากคุณสมบัติในตัวกลางของ K^+ จากทฤษฎีการรบกวนแบบไครัล (Chiral Perturbation theory) หรือ ในการคำนวณ self-consistent [20] สอดคล้องกันและความหนาแน่นต่ำมีการวิเคราะห์ระยะการกระเจิง รูป 2.1 แสดงให้เห็นการเปลี่ยนแปลงมวลคำนวณโดย Korpa และ Lutz [20] เป็นการเปรียบเทียบที่ได้จากการวิเคราะห์ระยะการกระเจิง รูป 2.2 แสดงถึงฟังก์ชันสเปกตรัมของ K^+ ที่ ρ_0 และ $2\rho_0$ [20] แสดงให้เห็นว่า K^+ เป็นอนุภาคที่สามารถประมาณการเคลื่อนที่ได้ดีซึ่งมีเสถียรภาพในโปรแกรมจำลอง ได้มีการทดลองอย่างกว้างขวางพยายามที่จะค้นหาคุณสมบัติในตัวกลางจากการชนของไอออนหนัก [21, 22, 23, 24] ผลการคำนวณการส่งผ่านได้มีการเปิดเผยเหมือนกันเกี่ยวกับหลักฐานสำคัญสำหรับการเปลี่ยนแปลงในตัวกลางของคุณสมบัติเคออนในระหว่างช่วงเวลาของปฏิกิริยา มีผลการทดลองวัดการเกิด K^+ ในปฏิกิริยา โปรตอน-นิวเคลียสที่ COSY-ANKE [25] ปฏิกิริยา A+A ใช้ทดสอบพลศาสตร์เคออนที่ความหนาแน่นนิวเคลียร์เกินภาวะปกติ สำหรับปฏิกิริยา p+A ไม่สามารถศึกษาเกินภาวะปกติ อย่างไรก็ตามต่อมาภายหลังพลศาสตร์ของปฏิกิริยาเป็นทฤษฎีที่ง่ายต่อการจัดการและผลการทดลองมีความตรงไปตรงมา ได้รับข้อมูลจากการชนของ p+A การคงอยู่ของศักย์ K^+ ในตัวกลางเป็นแรงผลักดันมีค่าประมาณ 20 MeV ที่ความหนาแน่นอิ่มตัว [25]



รูปที่ 2.1: มวลของ K^+ มีการเปลี่ยนแปลงเมื่อเทียบกับความหนาแน่นนิวคลีออน (ρ_0 หมายถึงความหนาแน่นอิ่มตัว) วงกลมแสดงผล kaon-nucleon scattering amplitude ในสุญญากาศ ขณะที่สี่เหลี่ยมสอดคล้องกับผลของ self-consistent [20]



รูปที่ 2.2: ฟังก์ชันสเปกตรัม K^+ สำหรับโมเมนต์ที่แตกต่างกัน: 0 (เส้นทึบ), 200 MeV (เส้นจุด), 400 MeV (เส้นประ) และ 600 MeV (เส้น ประ-จุด-จุด) เส้นสีดำแสดงผลที่ $\rho = \rho_0$ เส้นสีเทาแสดงผลที่ $\rho = 2\rho_0$ [20]

แนวทางอื่นของการศึกษาเกี่ยวข้องกับการแพร่ของเคออนและ แอนติเคออนในตัวกลางนิวเคลียร์ [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33] แนวทางศึกษานี้ ศักย์สนามเฉลี่ย K^+ และ K^- มีบทบาทสำคัญ การประมาณลำดับต่ำไปถึงไครเรลลากรานเจียน ศักย์เคออน แอนติเคออนมีสเกลาร์แบบจุด และเวกเตอร์แบบผลึก [27, 34, 35] ศักย์ผลึกอย่างอ่อนสำหรับเคออน [$U_K(\rho_0) \simeq 7\text{MeV}; \rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$] และศักย์ผลึกอย่างแรงสำหรับแอนติเคออน [$U_{\bar{K}}(\rho_0) \simeq -100\text{MeV}$] การไหลในระนาบของเคออนและแอนติเคออน [29] และการกระจายอะซิมุทอลเคออนมีอิทธิพล [28] มีผลอย่างมากต่อศักย์เคออนและแอนติเคออน ผู้แต่งจากเอกสารอ้างอิง [30] แสดงให้เห็นว่าแบบจำลอง Hadron-String Dynamics (HSD) ซึ่งค่าศักย์แบบผลึก [$U_K(\rho_0) = 30\text{MeV}$] สามารถใช้อธิบายข้อมูล (4pi) FOPI [36] การไหลในระนาบของ K^+ HSD ได้วิเคราะห์ [33] ศักย์เคออนที่มีค่าแตกต่างเพื่อทดสอบ ค่าศักย์ค่า

หนึ่งที่ใช้ทฤษฎีการรบกวนไครล (chiral perturbation theory) จาก Relativistic Hartree approximation $[U_K(\rho_0) = 20\text{MeV}]$ ซึ่งพบว่าเหมาะกับข้อมูลการไหลเคออนเป็นอย่างดี ซึ่งเป็นค่าเดียวกับศักย์เคออนที่ความหนาแน่นสสารนิวเคลียร์ปกติ $[U_K = 20 \pm 5\text{MeV}]$ ซึ่งรายงานโดยการวิเคราะห์ด้วย Boltzmann Uehling-Uhlenbeck (BUU) ของการเกิดเคออนในปฏิกิริยา โปรตอน-นิวเคลียส โดย Rudy [37] ผลการคำนวณโดยกลุ่ม Tuebingen [32] มีการยืนยันกับผลการวิเคราะห์เบื้องต้นของพวกเขา [38] และพิสูจน์ว่าข้อมูลใหม่ FOPI [18] อธิบายผลได้ดีโดยใช้ศักย์เคออนที่ใช้พารามิเตอร์ของ Brown-Rho (BR) [19] $[U_K(\rho_0) \simeq 30\text{MeV}]$ ที่ค่า $\rho \leq \rho_0$ ศักย์เคออนใน BR พารามิเตอร์มีค่าใกล้เคียงกับค่าการประมาณอิมพัลส์ (impulse approximation) [6,20] มีผลการคำนวณของ [21,22] แสดงให้เห็นว่าเคออนมีศักย์ผลักแรงกว่า $[U_K = 36 \pm 5\text{MeV}]$ ใน [39] และ 39 MeV ใน [40]

การศึกษาการไหลรวมของอนุภาคต่างๆ เมื่อเกิดการชนของไอออนหนักได้รับการสนใจในช่วงสิบปีที่ผ่านมา [41] ได้มีการศึกษาการเคลื่อนที่ของอนุภาคและวัตอันตรกิริยาภายใต้สภาวะที่มีความหนาแน่นและอุณหภูมิสูง ซึ่งสภาวะนี้เกิดขึ้นเมื่อมีการชนกันของไอออนหนัก อนุภาคที่เกิดขึ้นรวมกันเป็นนิวคลีออน และแฟรกเมนต์เมซอน ไฮเปอร์อน และเรโซแนนซ์ มิงงานวิจัยเพื่อศึกษาการเกิดและเคลื่อนที่ของอนุภาคที่พลังงานต่างๆ [42, 43, 44] ผลการทดลองของ FOPI (4π) สามารถวัดอนุภาคที่เกิดขึ้นในปฏิกิริยาของไอออนหนัก [21] ศึกษาการไหลของ K^+ ที่พลังงาน 0.1-2 A GeV ได้รับความสนใจอย่างมาก [30, 45, 46] มีการวิเคราะห์การไหลของ K^+ โดยใช้ทฤษฎีพบว่าสถานะสุดท้ายของอันตรกิริยาสามารถใช้วัดศักย์เคออนในสสารนิวเคลียร์ [26, 27] การหารูปแบบการไหลของ K^+ เริ่มต้นโดยใช้ทฤษฎีและผลการทดลอง [38] พบว่าพลศาสตร์ของเคออนเป็นแบบ นอน-โควาเรียนซ์ โดยขึ้นอยู่กับศักย์สถิตย์ สำหรับแรงลอเรนซ์ไม่มี เวกเตอร์-สเกลาร์เชิงสัมพัทธภาพ แต่การแก้ไขโดยศักย์เวกเตอร์บนระนาบการไหลของ K^+ ไม่สามารถสรุปรูปแบบการไหลรวม ได้จึงมีการเสนอพลศาสตร์เคออนโควาเรียนโดย Zheng [32] ซึ่งมีการตรวจสอบสนามเฉลี่ยไครล ของการส่งผ่าน K^+ จากการชนของไอออนหนักที่พลังงาน SIS ผลการศึกษาพบว่าศักย์ผลัก K^+ เกิดขึ้น ซึ่งผลสอดคล้องกับการทดลองของกลุ่ม FOPI [47]

ไฮเปอร์นิวเคลียสซึ่งเป็นนิวเคลียสที่มีไฮเปอร์รอน (บาริออนที่มีควาร์กแปลกหรือ s-quark) อย่างน้อยหนึ่งอนุภาคเป็นองค์ประกอบแทนที่นิวคลีออน ไฮเปอร์นิวเคลียสนี้จะมีส่วนช่วยต่อการศึกษาอันตรกิริยาระหว่างไฮเปอร์รอนกับนิวคลีออน และอันตรกิริยาระหว่างไฮเปอร์รอนด้วยตัวเอง [48] นอกจากนี้แล้วจะมีส่วนช่วยต่อการศึกษาสมบัติของดาวนิวตรอนอีกทางหนึ่งด้วย

ถึงปัจจุบันผลการทดลองทางด้านไฮเปอร์นิวเคลียสมืออย่างจำกัด [49] มีการทดลองค้นพบดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียส ($\Lambda\Lambda$ hypernucleus) เพียง 4 ชนิด [50, 51, 52, 53, 54, 55] ชนิดแรกคือ ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ ค้นพบในปีค.ศ.1963 โดย Danysz และ Pniewski [50, 51] ภายหลังจากนั้นอีกสามปี ได้มีการค้นพบ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ [52] ตามมา จนกระทั่งปีค.ศ.1991 นักฟิสิกส์จาก KEK [53]

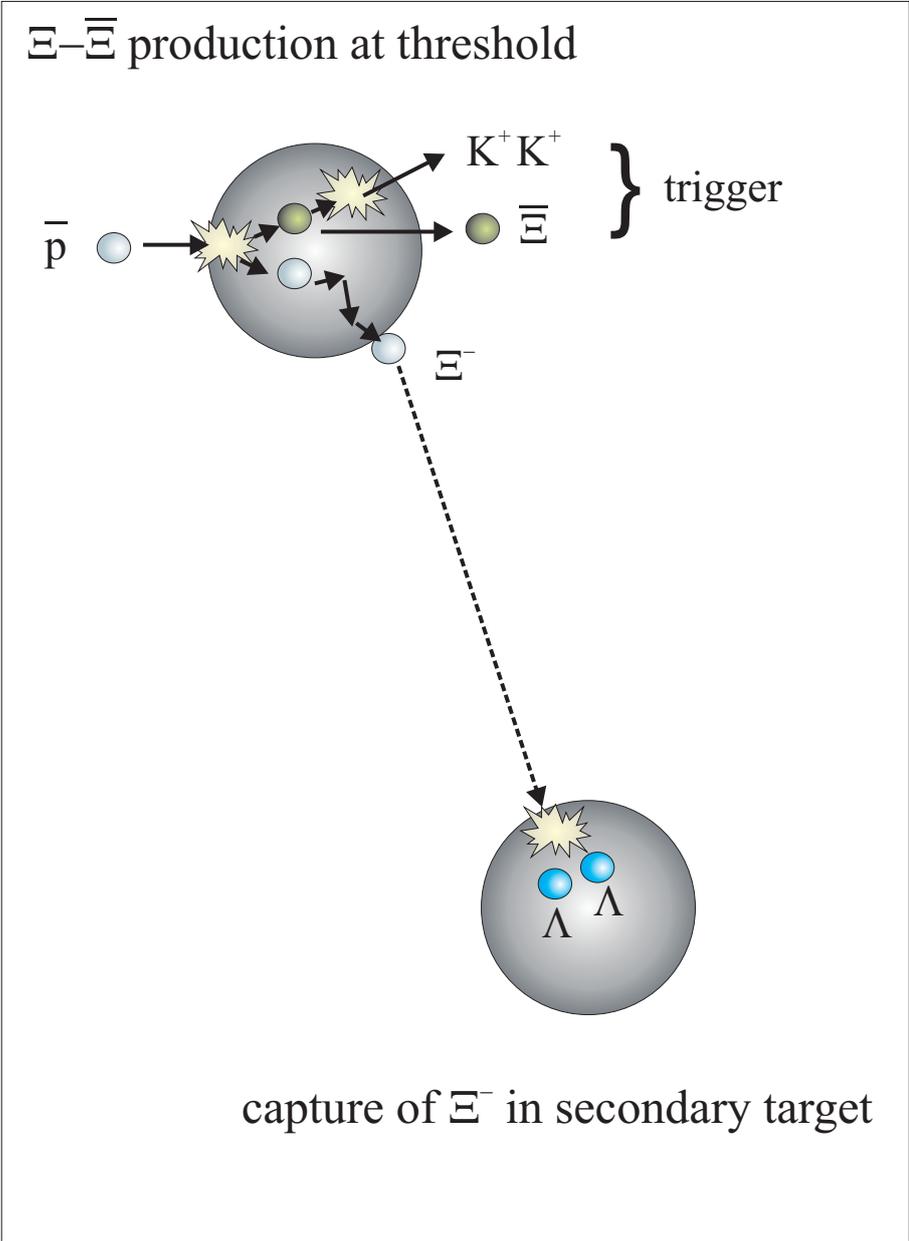
ประเทศญี่ปุ่นสามารถค้นพบดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียสชนิด ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ และชนิด ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ ได้โดยตรงจากปฏิกิริยา $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be} + {}^3\text{H}$ และ $\Xi^- + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B} + {}^1\text{H} + n$ เกิดจากปฏิกิริยา (K^-, K^+)

ล่าสุดมีการค้นพบดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียส ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ ซึ่งเป็นชนิดเบาที่สุดจากปฏิกิริยา ${}^9\text{Be}(K^-, K^+)$ โดยการทดลอง E906 ที่ Brookhaven-AGS (alternating gradient synchrotron) [54]

นอกจากนี้แล้วการทดลอง E373 ที่ KEK [55] สามารถยืนยันการค้นพบ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ [52] ได้ด้วยปฏิกิริยาการชนของลำ K^- โมเมนตัม 1.66 GeV/c กับเป้าชนที่เป็นเพชรเพื่อสร้างไฮเปอร์รอนชนิด Ξ^- จากนั้น Ξ^- ทำปฏิกิริยากับ $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He} + {}^4_2\text{He} + X$ เมื่อ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ จะถูกระบุจากกระบวนการ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + p + \pi^-$

ด้วยเหตุที่การทดลองดังกล่าวข้างต้นยังมีข้อจำกัดทางสถิติ ดังนั้นการทดลอง PANDA (antiProton ANihilation at Darmstadt) [56, 57, 58, 59, 60, 61] ที่ The Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) ณ GSI สหพันธ์สาธารณรัฐเยอรมนี ซึ่งอยู่ระหว่างการก่อสร้างจึงมีวัตถุประสงค์หนึ่งเพื่อศึกษาดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียสด้วยค่าทางสถิติที่สูงขึ้น โดยกระบวนการศึกษาดังกล่าวจะเป็นไปตามแนวคิดริเริ่มของ Pochodzalla [62, 63] ที่ใช้ปฏิกิริยาการชนระหว่างแอนติโปรตอนกับนิวเคลียสปฐมภูมิ เพื่อการสร้างไฮเปอร์รอนชนิด Ξ ดังรูปที่ 2.3 จากนั้นไฮเปอร์รอนชนิด Ξ นี้จะเคลื่อนที่ไปสู่นิวเคลียสทุติยภูมิและเกิดปฏิกิริยากับนิวคลีออนในนิวเคลียสทุติยภูมิเป็น $\Lambda\Lambda$ ซึ่งจะมีสถานะหนึ่งที่เราเรียกว่าไฮเปอร์นิวเคลียส

ส่วนประกอบหนึ่งที่สำคัญของ FAIR คือวงกักเก็บพลังงานสูง หรือ high energy storage ring (HESR) ซึ่งจะทำให้ลำแอนติโปรตอนมีสภาพส่องสว่างสูง (high luminosity) และมีโมเมนตัมระหว่าง 1.5 ถึง 15 GeV/c [64] จากนั้นหัววัด PANDA จะถูกติดตั้งที่ HESR เพื่อรองรับการตรวจวัดสเปกโทรสโกปีของดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียสด้วยความละเอียดสูง [63] คู่ไฮเปอร์รอนและแอนติไฮเปอร์รอน ($\Xi\bar{\Xi}$) จะเกิดเมื่อแอนติโปรตอนเกิดปฏิกิริยากับนิวเคลียสปฐมภูมิที่พลังงานเข้าใกล้พลังงานขีดเริ่มเพื่อลดโอกาสการเกิดอนุภาคอื่นที่ไม่เกี่ยวข้อง จากนั้นจะใช้แอนติไฮเปอร์รอน ($\bar{\Xi}$) เป็นทริกเกอร์ (Trigger) ของปฏิกิริยา หรืออาจใช้คู่ของเคออน (K^+K^+) เป็นทริกเกอร์ ซึ่งคู่ของเคออนนี้เกิดจากการดูกลับแอนติไฮเปอร์รอน ($\bar{\Xi}$) ด้วยโปรตอน อนุภาค Ξ จะถูกหน่วงในนิวเคลียสปฐมภูมิแล้วจึงถูกดูกลับในนิวเคลียสทุติยภูมิเป็นดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียส เนื่องจาก Ξ มีช่วงชีวิตสั้นประมาณ 0.164 นาโนวินาที จึงเป็นคำถามที่สำคัญว่าระยะห่างระหว่างเป้าปฐมภูมิและทุติยภูมิจะห่างกันเท่าใดเพื่อให้ Ξ สามารถเคลื่อนที่ไปถึงก่อนที่จะเกิดการสลายตัว ในทำนองเดียวกัน $\bar{\Xi}$ จะมีโมเมนตัมเท่าใดจึงสามารถเคลื่อนที่ไปถึงและถูกดูกลับที่เป้าทุติยภูมิ



รูปที่ 2.3: ปฏิกิริยาและขั้นตอนการเกิดไฮเปอร์นิวเคลียส