



บทที่ 3

ทฤษฎีทางฟิสิกส์ เกี่ยวกับอุกกาบาต

อุกกาบาตจะเข้ามาในบรรยากาศของโลกที่ความเร็วค่าหนึ่ง ซึ่งอยู่ระหว่าง 12-72 km/s. อุกกาบาตจะมีพลังงานปริมาณมากมายมหาศาลถูกปล่อยออกมา เนื่องจากการปะทะกับบรรยากาศ ซึ่งจะเหมือนกับพลังงานที่ถูกปล่อยออกมาจากยานอวกาศระหว่างช่วง เวลาของการเดินทางกลับสู่โลกด้วยเทคโนโลยีอันทันสมัย จึงเป็นไปได้ที่จะทำให้ ความร้อนเนื่องจากการปะทะกระจายออกไป เพื่อทำให้กับนอวกาศลงมาถึงพื้นโลกได้อย่างปลอดภัย อย่างไรก็ตาม สำหรับอุกกาบาตนั้นธรรมชาติไม่ได้มีการป้องกันในเรื่องนี้ ดังนั้น กระบวนการต่างๆ ของการที่อุกกาบาตเคลื่อนที่มาสู่โลกนั้นจะมีผลในการทำลายอุกกาบาตเอง มันอาจจะ เป็นคำกล่าวแปลกๆ ที่ว่า อนุภาคตัวหนึ่ง ที่มีความหนาแน่นต่ำและมีกำลังในการปะทะเพียงเล็กน้อยนั้น จะอยู่ภายใต้การกระทำอย่างรุนแรงซึ่งเกิดขึ้นโดยธรรมชาติ

ขณะที่อุกกาบาตเข้าไปอยู่ในบรรยากาศ มันจะชนกับอะตอมและโมเลกุลต่างๆ ในชั้นบรรยากาศ อนุภาคของอากาศบางส่วนจะถูกสะท้อนจากผิวอุกกาบาต และ อนุภาคของอากาศส่วนที่เหลือจะถูกดูดเข้าไปติดอยู่กับอุกกาบาต อะตอมต่างๆ ที่ถูกดูดเข้าไปจะ ทำให้พลังงานจลน์หรือ พลังงานในการเคลื่อนที่ของอนุภาคเหล่านั้นหมดลง พลังงานบางส่วนจะทำให้โครงสร้างของแข็งของอุกกาบาตร้อนขึ้น แต่บางส่วนก็แผ่ออกไปในอวกาศ การค่อยๆ ออกมาอาจเกิดขึ้นได้เมื่อพลังงานของการชนกันหรือปะทะกันทำให้อะตอมตัวหนึ่งหลุดออกจากผิวที่มีลักษณะแข็งของอุกกาบาต ที่ความสูงประมาณ 100 km ความร้อนของอุกกาบาตจะมีมาก อะตอมจะหลุดออกมาจากผิวอุกกาบาตด้วยความเร็วที่เนื่องมาจากความร้อน (thermal velocities) ประมาณ 1 km/s แต่อะตอมต่างๆ เหล่านี้ยังคงมีการเคลื่อนที่ตามอุกกาบาตไปข้างหน้า ดังนั้น อะตอมเหล่านี้จะถูกขับออกไปอยู่ในบรรยากาศโดยมีความเร็วสัมพัทธ์สูงถึง 72 km/s ขณะที่อะตอมต่างๆ ของอุกกาบาตชนกับชั้นบรรยากาศจะเกิดปรากฏการณ์ excitation และ

ionization ขึ้นเราจะเห็นมีแสงเรื่อๆ อยู่รอบๆ อุกกาบาตที่กำลังเคลื่อนที่ซึ่ง เราจะเห็นเป็นเส้นแสงเรื่อยาวตามหลังอุกกาบาตที่เคลื่อนที่ซึ่งนั่นก็คือ ล่าอิเลคตรอน กับ อีออนบวก นั้นเอง

กระบวนการดังกล่าว ดูน่ายุ่งยากซับซ้อนยิ่งขึ้น เนื่องจาก การแบ่ง เป็นชิ้นเล็กๆ (fragmentation) ในระหว่างที่มีการกระทบกับชั้นบรรยากาศ เศษชิ้นส่วนขนาดเล็กๆ จะหลุดออกจากอุกกาบาตแล้วเศษเล็กๆ ที่หลุดออกมานี้จะทำตัวราวกับเป็นอุกกาบาตที่มีขนาดเล็กมากๆ ซึ่งจะร้อนขึ้น และ จะกลายเป็นไอระเหยไปขณะที่เศษชิ้นเล็กๆ ดังกล่าวนั้นเคลื่อนที่ผ่านอากาศ เพื่อที่จะอธิบาย กระบวนการของอุกกาบาตให้ละเอียดมากขึ้น ผลที่เกิดขึ้นทั้งหมดโดยอนุภาคที่แยกตัวออกมานั้นเราต้องนำมาพิจารณาด้วย ขณะที่มีความยุ่งยากซับซ้อนเพิ่มขึ้น ธรรมชาติทางฟิสิกส์หรือกายภาพของอนุภาคแต่ละตัวนั้นเรายังไม่รู้ การกระทบกันขึ้นอยู่กับขนาดของรูปร่าง เศษชิ้นเล็กๆ ที่หลุดออกมา และ ขึ้นกับขนาดและรูปร่างของอุกกาบาตเดิมด้วย วัตถุที่มีขนาดใหญ่มีแนวโน้มว่าจะทำให้เกิดขึ้นที่ถูกละลายบางๆ บนผิวของอุกกาบาตซึ่ง เกิดจากการระเหยเป็นไอ และจากการที่เป็นเม็ดตกลงมา ส่วนวัตถุที่มีขนาดเล็ก ก็มีแนวโน้มว่าจะละลายหมดไป และเคลื่อนที่ผ่านอากาศดูเหมือนเป็นเม็ดที่เรืองแสงได้ การพิจารณาถึง เรื่องนี้และ เรื่องอื่นๆ ที่จะทำให้ได้สมการของกระบวนการของอุกกาบาตอย่างสมบูรณ์นั้นเป็นสิ่งที่ยังเป็นไปไม่ได้ อย่างไรก็ตามเราก็สามารถประมาณสมการคร่าวๆ ได้ซึ่งจะเป็นประโยชน์ในการช่วยให้นักวิทยาศาสตร์ เข้าใจถึงปรากฏการณ์ดังกล่าวได้

การสังเกตครั้งต้นๆ โดย Brandes และ Benzenberg ได้พิสูจน์ให้เห็นได้ทันทีเลยว่า ชั้นบรรยากาศของโลกจะมีขีดความสูงอย่างน้อยที่สุด 90 km ขึ้นไป นักวิทยาศาสตร์ประมาณ 1800 คน คิดว่าบางที่ชั้นบรรยากาศอาจสูงไม่เกินชั้นที่มีเมฆที่เกิดจากไอน้ำ แม้ความจริงที่ว่า อุกกาบาตทำให้เราคิดว่า เนื่องจากผลของความร้อนที่เกิดจากการเสียดสีได้แสดงให้เห็นว่า ต้องมีปริมาณอากาศมากๆ ที่ความสูงดังกล่าว ในปี พ.ศ. 2473 การสังเกตอุกกาบาต เราทำ เพื่อจุดประสงค์เบื้องต้นในการศึกษาบรรยากาศชั้นบนจาก อัตราการเปลี่ยนแปลงของความเร็ว มันเป็นไปได้ที่เราจะประมาณหาค่าความหนาแน่นของอากาศ อย่างไรก็ตาม การประมาณดังกล่าว ค่าที่ได้อาจจะไม่ถูกต้องเท่าใดนักเนื่องจากความยุ่งยากซับซ้อนของธรรมชาติของอุกกาบาต และการขาดทฤษฎีที่ถูกต้องเกี่ยวกับเรื่องนี้ ตอนนี้นั้นง่ายขึ้นที่เราจะยอมรับการวัดบรรยากาศชั้นบนโดยใช้จรวดและดาวเทียม ส่วนการศึกษาอุกกาบาตนั้นเราก็ใช้ กระบวนการชนกันเป็นแนวทางการศึกษาอุกกาบาต

Lindemann และ Dobson เป็นผู้ริเริ่มเขียนทฤษฎีเกี่ยวกับอุกกาบาตและบรรยากาศชั้นบน ในปี พ.ศ. 2466 โดยมี Opik, Sparrow และ Maris เป็นผู้มีส่วนสำคัญในการเขียนนี้ หลังจากนั้นไม่นานในช่วงปี พ.ศ. 2480 - 2502 Opik, Whipple, Levis, Whipple และ Hawlins ได้จัดพิมพ์เอกสารอ้างอิงเกี่ยวกับการปรับปรุงทฤษฎีเดิม (a classical theory) ซึ่งตั้งบนพื้นฐานการสังเกตอย่างกว้างๆ ของความสว่างและสเปกตรัมของอุกกาบาต จนกระทั่งปัจจุบันนี้ the classical theory มีเหตุผลพอที่จะเชื่อถือได้เพียงพอสำหรับอธิบายปรากฏการณ์ที่สังเกตได้เป็นส่วนใหญ่ และสำหรับพิจารณาคุณสมบัติของบรรยากาศชั้นบน เช่น ความหนาแน่น อุณหภูมิ และความดัน ค่าต่างๆ ที่ได้นี้สอดคล้องกับผลที่ได้จากวิธีอื่นๆ เป็นอย่างดี เช่น การวัดโดยตรงโดยใช้จรวด ได้มีการเปลี่ยนแปลงแก้ไข the classical theory อยู่เรื่อยๆ จนกระทั่งอาจนำไปใช้ได้กับ อุกกาบาตที่สว่างมากๆ และ fireballs สิ่งต่างๆ มากมายซึ่งสมมติว่าเป็นอนุภาคของแข็งของ asteroidal origin ซึ่งมีความหนาแน่นมากกว่าน้ำหลายเท่า อย่างไรก็ตามทฤษฎีนี้เมื่อนำไปใช้กับอุกกาบาตที่จางจำนวนมากร่วมกับ cometary origins ทำให้มีความมากขึ้น ความก้าวหน้าทางเทคโนโลยี 3 อย่าง ที่มีส่วนช่วยเหลือในการอธิบายข้อสงสัยนี้ได้แก่ วิธีการถ่ายรูปแบบ Super-Schmidt ซึ่งแสดงการแบ่งแยกอุกกาบาตเล็กๆ เป็นชั้นเล็กชั้นน้อยอย่างต่อเนื่องได้อย่างแน่นอน , วิธีใช้เทคนิคคลื่นวิทยุ ซึ่งให้ข่าวสารเกี่ยวกับการแตกตัวเป็นไอออนของอุกกาบาต และ ความสามารถในการจำลองปรากฏการณ์ของอุกกาบาตในห้องปฏิบัติการ จากหลักฐานที่หามาได้ แสดงให้เห็นว่าโดยเฉลี่ยแล้วอุกกาบาตอาจไม่ใช่ว่าพวกที่มีความหนาแน่นและเป็นของแข็ง แต่จะเป็นวัตถุที่มีการจับตัวเป็นก้อนกลมๆ เช่น ก้อนฝุ่นละออง หรือ วัตถุคล้ายพองน้ำ ซึ่งมีความหนาแน่นน้อยกว่าน้ำ (Middlehurst and Kuiper, 1963)

สมการทั่วไปของการเคลื่อนที่ของอุกกาบาต (General Equations of Motion of the Meteoroid)

ในขณะที่ยังไม่มีโครงร่างรูปร่างของอุกกาบาตที่แน่นอนอาจนิยามแพคเตอร์ A เป็นรูปร่างทั่วไป โดยมีพื้นที่หน้าตัดเป็น $A (\frac{m}{\rho_m})^{2/3}$ เมื่อ m เป็นมวลอุกกาบาต และ ρ_m เป็น ความหนาแน่นของอุกกาบาต สำหรับอุกกาบาตที่มีรูปร่างทางเรขาคณิตที่สม่ำเสมอ อาจ

คำนวณหาค่า A ได้ เช่น สมมติอุกกาบาตเป็นเม็ดกลมรัศมี r มวล m จะมีความหนาแน่น $\rho_m = m / ((4/3)\pi r^3)$ ดังนั้น $r^2 = (9/(16\pi^2))^{1/3} (m/\rho_m)^{2/3}$ จะได้ว่าพื้นที่หน้าตัด $\pi r^2 = (9\pi/16)^{1/3} (m/\rho_m)^{2/3}$ ดังนั้นจะได้ค่า $A = (9\pi/16)^{1/3}$ ในกรณีเป็นอุกกาบาตกลม แต่สำหรับอุกกาบาตที่มีรูปร่างไม่สม่ำเสมอค่า A ก็จะมีหลายค่า ในเวลา dt อุกกาบาตที่กำลังเคลื่อนที่เข้าไปในบรรยากาศที่มีความหนาแน่น ρ_a จะปะทะกับอากาศที่มีมวล $dm_a = A(m/\rho_m)^{2/3} \rho_a v dt$ อุกกาบาตจะมีความเร็วลดลงเมื่อปะทะกับอนุภาคของอากาศ และโมเมนตัมของมวลอากาศที่มีทิศทางเดียวกับการเคลื่อนที่จะเป็นสัดส่วนโดยตรงกับความเร็ว v ดังนั้น

$$\begin{aligned} \text{โมเมนตัมของอุกกาบาตที่สูญหายไป} - m dv &= \Gamma v dm_a \\ &= \Gamma \rho_a A \left(\frac{m}{\rho_m}\right)^{2/3} v^2 dt \end{aligned}$$

$$\text{แรงของอุกกาบาต} \quad m \frac{dv}{dt} = - \Gamma A \left(\frac{m}{\rho_m}\right)^{2/3} \rho_a v^2$$

ดังนั้น

$$\boxed{\frac{dv}{dt} = - \frac{\Gamma A}{m^{1/3} \rho_m^{2/3}} \rho_a v^2} \quad (3.1)$$

สมการ (3.1) เป็นสมการลากอากาศ (Drag Equation)

เมื่อ Γ เป็นสัมประสิทธิ์การลากอากาศไป (Drag Coefficient) ซึ่งขึ้นกับรูปร่างของอุกกาบาต และอาจเปลี่ยนแปลงเล็กน้อยไปตามความเร็ว v และตามความสูง H โดยทั่วไปค่า Γ จะอยู่ในช่วง 0.5-1.0

พลังงานจลน์ของอุกกาบาตจะกลายมาเป็นความร้อน (heat) โดยการชนกับอนุภาคของอากาศและอะตอมของอุกกาบาต ก็จะถูกทำให้เป็นไอและหายไปจากเดิม

ที่ Q แทนความร้อนของการสีก (the heat of ablation) ของอุกกาบาต 1 g

$$\text{ค่านี้ อาจอยู่ในช่วง } 2 \times 10^{10} - 1.0 \times 10^{11} \text{ erg}$$

พลังงานจลน์ของอากาศที่มีมวล $dm_a = A(m/\rho_m)^{2/3} \rho_a v dt$ จะมีค่า

$$\begin{aligned} E_k &= (1/2) dm_a v^2 \\ &= (1/2) A (m/\rho_m)^{2/3} \rho_a v^3 dt \end{aligned}$$

สมมติว่า อัตราการสูญเสียมวลของอุกกาบาต เป็นสัดส่วนโดยตรงกับ พลังงานจลน์ที่ถูกถ่ายเทให้กับมวลอากาศที่ถูกขวาง ดังนั้น มวลของอุกกาบาตที่สูญเสียไป

$$\begin{aligned} dm &\propto - E_k \\ dm &= - (\Lambda / 3) E_k \end{aligned}$$

แล้วจะได้ อัตราการสูญเสียมวลของอุกกาบาต เป็น

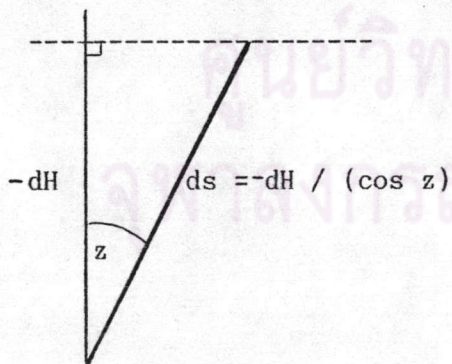
$$\frac{dm}{dt} = - \left(\frac{\Lambda}{23} \right) A \left(\frac{m}{\rho_m} \right)^{2/3} \rho_a v^3 \quad (3.2)$$

เมื่อ Λ เป็นสัมประสิทธิ์ของการถ่ายเทความร้อน (the heat-transfer coefficient)

ซึ่งขึ้นกับประสิทธิภาพของกระบวนการชนกันจนทำให้อุกกาบาตเกิดความร้อน

ค่า Λ จะมีค่าระหว่าง 0.1 - 0.6

ถ้า s เป็น ระยะทางที่วัดตามเส้นทางของอุกกาบาต ซึ่งทำมุมเอียงกับเส้นตั้ง เป็นมุม z



เมื่อ $-dH$ = ระยะจากจุดยอดฟ้าถึงอุกกาบาตขณะนั้น

m = มวลอุกกาบาตที่ระยะทางใดๆ

m_∞ = มวลอุกกาบาตที่ระยะทางไกลอนันต์

z = มุมระยะยอดฟ้า

อินทิเกรตสมการ (3.2) จะได้

$$\begin{aligned} \int_{m_\infty}^m m^{-2/3} dm &= - \frac{\Lambda A}{23 \rho_m^{2/3}} \int_{t_\infty}^t v^3 \rho_a dt \\ &= - \frac{\Lambda A}{23 \rho_m^{2/3}} \int_{s_\infty}^s v^2 \rho_a ds \end{aligned}$$

$$m^{1/3} = m_{\infty}^{1/3} - \frac{\Lambda A}{6 \rho_m^{2/3}} \int_{\infty}^s v^2 \rho_a ds \quad (3.3)$$

เราอาจทดลองใช้ บรรยากาศแบบที่มีความร้อนเท่ากันหมด (an isothermal homogeneous atmosphere) ซึ่งนิยามโดยมีความดัน $\rho_a = k e^{-H/\mathcal{H}}$ เมื่อ k และ \mathcal{H} เป็นค่าคงที่ เราสามารถแทนค่า $ds = -dH / \cos z$ และอินทิเกรตสมการ (3.3) โดยถือว่าเส้นทางปฏิบัติ ความเร็ว v เป็นค่าคงที่ค่าหนึ่ง จะได้ว่า

$$\begin{aligned} m^{1/3} &= m_{\infty}^{1/3} - \frac{\Lambda A}{6 \rho_m^{2/3}} \int_{\infty}^H \frac{v^2 k e^{-H/\mathcal{H}} (-dH)}{\cos z} \\ &= m_{\infty}^{1/3} - \frac{\Lambda A v^2 k \mathcal{H}}{6 \rho_m^{2/3} \cos z} \int_{\infty}^H e^{-H/\mathcal{H}} d(H/\mathcal{H}) \\ &= m_{\infty}^{1/3} - \frac{\Lambda A v^2 \mathcal{H}}{6 \rho_m^{2/3} \cos z} k e^{-H/\mathcal{H}} \end{aligned}$$

$$m^{1/3} = m_{\infty}^{1/3} - \frac{\Lambda A v^2 \mathcal{H}}{6 \rho_m^{2/3} \cos z} \rho_a \quad (3.4)$$

พารามิเตอร์จากข้อมูลของความสว่างและการแตกตัวเป็นไอออน (Parameters Determined from luminosity and Ionization)

ความสว่างที่เกิดขึ้นต่อวินาที (I) เป็นสัดส่วนโดยตรงกับอัตราการสูญเสียพลังงานจลน์ คือ

$$I = - (1/2) \mathcal{C} (dm/dt) v^2 \quad (3.5)$$

แทนสมการ (3.2) ลงในสมการ (3.5) จะได้

$$I = \tau \frac{\Lambda A}{4f} \left(\frac{m}{\rho_m}\right)^{2/3} \rho_a v^5 \quad (3.6)$$

การหาค่า the luminous efficiency factor τ ได้มาด้วยความยุ่งยาก มีค่าที่ใช้อู่ในช่วง 0.0002 - 0.02 จากการวิเคราะห์อย่างละเอียดโดย Opik ทำให้ Whipple ได้ข้อสรุปว่า สำหรับอุกกาบาตที่สว่างและถ่ายรูปได้ (the brighter photographic meteors) ค่า τ อาจเป็นส่วนหนึ่งโดยตรงกับความเร็วยกกำลังหนึ่ง (the first power of the velocity) แต่ τ ก็อาจจะไม่ขึ้นกับความเร็วของอุกกาบาตที่สว่างน้อยกว่านี้ พลังงานของการแตกตัวเป็นไอออนที่เกิดขึ้นต่อวินาที คือ

$$qv\eta = - (1/2) \zeta (dm/dt) v^2 \quad (3.7)$$

แทนสมการ (3.2) ลงในสมการ (3.7) จะได้ การแตกตัวเป็นไอออนที่เกิดขึ้นต่อความยาวของเส้นทาง (มีค่ามากกว่าการแตกตัวเป็นไอออนต่อวินาที) เป็น

$$q = \frac{\zeta}{\eta} \frac{\Lambda A}{4f} \left(\frac{m}{\rho_m}\right)^{2/3} \rho_a v^4 \quad (3.8)$$

เมื่อ ζ เป็นส่วนหนึ่งของพลังงานจลน์ที่ใช้ในการแตกตัวเป็นไอออน (the ionization efficiency factor)

และ η เป็นพลังงานเฉลี่ยที่ทำให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออน (the mean ionization potential of the atoms involved)

ในที่นี้ ζ ในสมการ (3.8) จะเทียบเท่ากับ (equivalent) τ ในสมการ (3.6)

และอาจเป็นฟังก์ชันของความเร็วเช่นกัน

จากข้อมูลเกี่ยวกับ อุกกาบาต Perseid และ Geminid ที่ Millman และ McKinley (1956) พบว่า อัตราส่วน ℓ/τ ซึ่งเท่ากับ $qv\eta/I$ จะมีค่าต่างๆ กัน ตั้งแต่ ประมาณ 1 สำหรับอุกกาบาตที่มีความเร็ว 35 km/s จนมีค่า เกือบถึง 3 สำหรับ อุกกาบาตที่มีความเร็ว 60 km/s นั่นคือประมาณได้ว่า $\ell/\tau \propto v^2$ อัตราส่วนนี้ปรากฏว่า ไม่มีผลต่อแมกนิจูดของอุกกาบาตมากนัก (Middlehurst and Kuiper, 1963)

วิธีอื่นอีกวิธีหนึ่ง อาจนิยาม β เป็น ความน่าจะเป็น ที่อะตอมอุกกาบาตที่กลายเป็น อีออนอะตอมหนึ่ง ซึ่งมีมวลเฉลี่ย μ จะทำให้เกิด อีออนอิสระหนึ่งตัว แล้วสมมติว่าจำนวน อีเลคตรอนที่เกิดขึ้นต่อวินาที เป็นสัดส่วนกับมวลที่หายไป นั่นคือ ถ้ามองทางมวล μ ที่เป็นอีออน

$$\begin{aligned}
 qv\mu &\propto - (dm/dt) \\
 \text{ดังนั้น} \quad qv\mu &= -\beta (dm/dt) \\
 qv &= -(\beta/\mu) (dm/dt) \tag{3.9}
 \end{aligned}$$

แทนสมการ (3.2) ลงในสมการ (3.9) จะได้

$$q = \frac{\beta \Delta A}{2\beta\mu} \left(\frac{m}{I_m}\right)^{2/3} \rho_a v^2 \tag{3.10}$$

เมื่อเทียบสมการ (3.8) กับสมการ (3.10) จะได้ว่า $(\ell/\eta)(v^2/2) = (\beta/\mu)$ นั่นคือ

$$\ell = \frac{2\eta}{\mu v^2} \beta \tag{3.11}$$

การเปรียบเทียบอัตราอุกกาบาตโดยคลื่นวิทยุกับอัตราอุกกาบาตที่ได้จากภาพถ่ายโดย ไม่ขึ้นแก่กัน ทำให้สรุปว่าอัตราส่วน ℓ/τ อาจเป็นสัดส่วนคร่าวๆ กับ v^2 อย่างน้อยที่สุดสำหรับ อุกกาบาตที่มีความเร็วถึง 60 km/s จากสันนิษฐานนี้ทำให้ได้สมการ (3.11) ว่า $(\beta/\tau) \propto v^4$ ข้อมูลที่ Ottawa นำไปหาค่ากำลังของ v อยู่ในช่วงประมาณ 3.5 สำหรับอุกกาบาต ที่มีแมกนิจูดวิซวล +5 ถึงประมาณ 4.5 สำหรับอุกกาบาตที่มีแมกนิจูดวิซวล 0 ข้อมูลจากอังกฤษ

วิเคราะห์คล้ายๆ กันนี้พบว่า v มีกำลังเป็น 4.6 อย่างไรก็ตามจากหลักฐานการทดลองอื่นๆ ก็ได้สรุปว่า β ไม่มีความสัมพันธ์กับความเร็ว และอยู่ใน order ของ 0.1 ส่วนหลักฐานอื่นๆ ที่ผิดไปจากหลักเกณฑ์เหล่านี้ จำเป็นต้องตรวจสอบกันเกี่ยวกับแสงด้วยข้อมูลที่สังเกตได้ต่อไปอีก ในปัจจุบันสามารถพูดได้ว่า 10^{-4} - 10^{-2} เท่าของพลังงานจลน์ที่ทำได้ของอุกกาบาตเฉลี่ย อาจปรากฏในรูปของแสงสว่าง (light) และค่านี้ซึ่งกลับกับการเกิดออรอน อาจอยู่ในช่วงเดียวกัน ได้ (Middlehurst and Kuiper, 1963)

จากการรวมสมการพื้นฐาน 4 สมการ คือ สมการที่ (3.1), (3.2), (3.5) และ (3.7) และใส่ข้อมูลที่สังเกตได้ลงไป เราจะหาค่าต่างๆ ของการรวมกันของ พารามิเตอร์ ต่างๆ ได้มากกว่าการหาค่าพารามิเตอร์แต่ละตัว เช่น ค่า $\Lambda/(3\Gamma)$, $\zeta(\Gamma A)^3/\rho_m^2$, ζ/τ เป็น 3 คอมบิเนชัน ที่สามารถหาได้โดยตรงอย่างถูกต้อง

สมการแสดงแสงและการแตกตัวเป็นออรอนทางทฤษฎี (Theoretical Light- and Ionization-Curves)

ใช้สมมติฐานเดียวกับที่ได้รับจากการแก้สมการ (3.4) และดิฟเฟอเรนติเอทสมการ (3.6) แบบลอการิทึม เพื่อหาเงื่อนไขสำหรับความเข้มแสงมากที่สุด $I(\max)$ เราอาจกำจัดมวลอุกกาบาต และความเร็ว เพื่อจะได้ความหมายของความเข้มแสง (light-intensity) ในเทอมของ ความหนาแน่นของอากาศเท่านั้น จากสมการ (3.6)

$$\frac{d(\ln I)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\ln \zeta + \frac{2}{3} \ln m + \ln \rho_a + 5 \ln v + \ln \frac{\Lambda A}{4 \zeta \rho_m^{2/3}} \right)$$

เทอม $\Lambda A/(4 \zeta \rho_m^{2/3})$ เป็นค่าคงที่ จะได้ว่า

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dt} = \frac{1}{\zeta} \frac{d\zeta}{dt} + \frac{2}{3m} \frac{dm}{dt} + \frac{1}{\rho_a} \frac{d\rho_a}{dt} + \frac{5}{v} \frac{dv}{dt}$$

เมื่อเทียบกับความเร็วเดิมจะได้เทอม dI/dt , $d\zeta/dt$ และ dv/dt เข้าสู่ศูนย์ จะได้

$$\frac{2}{3m} \frac{dm}{dt} + \frac{1}{\rho_a} \frac{d\rho_a}{dt} = 0 \quad (3.12)$$

สมการ (3.2) คูณด้วย $\frac{2}{3m}$ จะได้

$$\frac{2}{3m} \frac{dm}{dt} = - \frac{\Lambda A}{3 \rho_m^{1/3}} \frac{\rho_a v^3}{\rho_m^{2/3}} \quad (3.13)$$

และจาก $\rho_a = \rho_0 e^{-H/\mathcal{H}}$ ดังนั้น

$$\frac{1}{\rho_a} \frac{d\rho_a}{dt} = \frac{1}{\rho_a} - \frac{1}{\mathcal{H}} \rho_0 e^{-H/\mathcal{H}} \frac{dH}{dt}$$

$$= - \frac{1}{\mathcal{H}} \frac{dH}{dt} \quad ; \text{ แทน } dH = -(ds) \cos z$$

$$= \frac{1}{\mathcal{H}} \frac{ds}{dt} \cos z$$

$$= \frac{v \cos z}{\mathcal{H}} \quad (3.14)$$

แทนสมการ (3.13) และ (3.14) ลงใน (3.12) จะได้

$$- \frac{\Lambda A}{3 \rho_m^{1/3}} \frac{\rho_a v^3}{\rho_m^{2/3}} + \frac{v \cos z}{\mathcal{H}} = 0$$

ดังนั้น

$$\rho_a = \frac{3 \rho_m^{2/3} (\cos z) \rho_m^{1/3}}{\mathcal{H} \Lambda v^2}$$

$$\rho_{a(\max)} = \frac{3 \rho_m^{2/3} (\cos z) \rho_m^{1/3} m^{1/3}}{\mathcal{H} \Lambda v^2} \quad (3.15)$$

จากสมการ (3.4) จะได้

$$m^{1/3}(\max) = m_\infty^{1/3} - \frac{\mathcal{H} \Lambda A v^2}{6 \rho_m^{2/3} \rho_m^{1/3} \cos z} \rho_{a(\max)}$$

แทนค่า $\rho_{a(\max)}$ จากสมการ (3.15) ลงไปจะได้

$$\begin{aligned}
 m_{(\max)}^{1/3} &= m_{\infty}^{1/3} - \left(\frac{\cancel{\epsilon} \Lambda A v^2}{6 \rho_m^{2/3}} \cdot \frac{3 \int (\cos z) \rho_m^{2/3} m_{(\max)}^{1/3}}{\Lambda A v^2} \right) \\
 &= m_{\infty}^{1/3} - \frac{1}{2} m_{(\max)}^{1/3}
 \end{aligned}$$

ดังนั้น

$$m_{(\max)}^{1/3} = (2/3) m_{\infty}^{1/3} \quad (3.16)$$

$$m_{(\max)}^{2/3} = (4/9) m_{\infty}^{2/3} \quad (3.17)$$

แทนสมการ (3.16) ลงในสมการ (3.15) จะได้ค่า $\frac{\Lambda A v^2 \epsilon}{6 \int \rho_m^{2/3} \cos z}$ แล้ว
แทนลงในสมการ (3.4) จะได้

$$\begin{aligned}
 m^{1/3} &= m_{\infty}^{1/3} - \frac{m_{\infty}^{1/3} \rho_a}{3 \rho_{a(\max)}} \\
 &= m_{\infty}^{1/3} \left(1 - \frac{\rho_a}{3 \rho_{a(\max)}} \right)
 \end{aligned}$$

$$m^{2/3} = m_{\infty}^{2/3} \left(1 - \frac{\rho_a}{3 \rho_{a(\max)}} \right)^2 \quad (3.18)$$

จากสมการ (3.6); $I \propto \rho_a m^{2/3}$

ดังนั้น

$$\frac{I}{I_{(\max)}} = \frac{\rho_a m^{2/3}}{\rho_{a(\max)} m_{(\max)}^{2/3}} \quad (3.19)$$

แทนสมการ (3.17) และ (3.18) ลงในสมการ (3.19) จะได้

$$\frac{I}{I_{(\max)}} = \frac{\rho_a}{\rho_{a(\max)}} m_{\infty}^{2/3} \left(1 - \frac{\rho_a}{3 \rho_{a(\max)}} \right)^2 \frac{9}{4 m_{\infty}^{2/3}}$$

ดังนั้น

$$\frac{I}{I_{(max)}} = \frac{9}{4} \frac{I_a}{I_{a(max)}} \left(1 - \frac{I_a}{3I_{a(max)}} \right)^2 \quad (3.20)$$

เมื่อ $I_{a(max)}$ เป็น ความหนาแน่นของอากาศที่ระยะที่มีอุณหภูมิตั้งแสงสว่างมากที่สุด
จากสมการ (3.6) ได้ $I \propto I_a m^{2/3}$

และจากสมการ (3.10) ได้ $q \propto I_a m^{2/3}$

ความดันบรรยากาศ $P_a = (I_a/m) kT$ ดังนั้น ถ้าอุณหภูมิตั้ง T คงที่ จะสามารถเขียน I_a ในรูปของ P_a ได้โดยตรง ลงในสมการ (3.19) เป็น

$$\frac{q}{q_{(max)}} = \frac{9}{4} \frac{P_a}{P_{a(max)}} \left(1 - \frac{P_a}{3P_{a(max)}} \right)^2 \quad (3.21)$$

อย่างไรก็ตาม ได้มีการสังเกตพบว่าอุกกาบาตดวงสว่างๆ จะมีการเปลี่ยนแปลงของแสงสว่างอย่างรวดเร็วมาก และอุกกาบาตดวงที่สว่างน้อย พบว่าการเพิ่มให้แสงสว่างมากที่สุดอาจเป็นไปอย่างรวดเร็ว และ เกิดแสงสว่างมากที่สุดในช่วงครึ่งแรกของเส้นทางที่สามารถมองเห็นได้ ความแตกต่างของสมการของแสงในอุดมคติของทั้งสองกรณีนี้ อาจอธิบายได้บ้างในรูปแบบของการแบ่งแยกออกเป็นชิ้นเล็กชิ้นน้อย ซึ่งจะทำให้เกิดแสงหรือการแตกตัวเป็นไอออนเพิ่มขึ้นได้รวดเร็วมากกว่าผลที่ได้จากทฤษฎีคลาสสิก Smith และ McCrosky ซึ่งชี้ให้เห็นว่าวัตถุที่เป็นชิ้นเล็กชิ้นน้อยนี้ประกอบด้วย อนุภาคของฝุ่นซึ่งมีมวลเฉพาะใน order ของ 10^{-6} กรัม วัตถุอื่นๆ ของแสงและการแตกตัวเป็นไอออนของอุกกาบาตที่สมบูรณ์ จะต้องมีการศึกษาต่อไปอีก เพื่อสรุปหาสาเหตุของการแตกเป็นชิ้นเล็กชิ้นน้อย (fragmentation) Cook ยังได้แสดงว่าการแผ่รังสีความร้อน (thermal radiation) มีบทบาทสำคัญต่อสมการของแสงในช่วงแรกๆ สำหรับอุกกาบาตดวงสว่างด้วย ระดับของ excitation และ ionization ที่เพิ่มขึ้นตามเส้นทางของอุกกาบาตนั้น สามารถอธิบายได้ว่าเกิดจากการเพิ่มขึ้นของอัตราส่วนระหว่างขนาด (มิติ) ของอุกกาบาต กับ the mean free path ของอะตอมตัวหนึ่งที่กำลังกลายเป็นไอจากผิว

อุกกาบาต ผลกระทบอื่นๆ ที่อาจเป็นไปได้ เช่น จากโครงสร้าง, การหมุนของอุกกาบาต, ปฏิกิริยาทางเคมี เป็นต้น อาจจะต้องหาทางเขียนผลกระทบเหล่านี้ในเชิงปริมาณเพื่อที่จะหารายละเอียดต่อไป (Middlehurst and Kuiper, 1963)

อันตรกิริยาระหว่างอุกกาบาตกับบรรยากาศ

พิจารณา อุกกาบาตที่มีรูปร่างเป็นทรงกลมของแข็งที่มีรัศมี r เคลื่อนที่ผ่านบรรยากาศด้วยความเร็ว v พื้นที่ภาคตัดขวางก็คือ πr^2 และมวลของอากาศที่ถูกขจัดไปต่อวินาทีจะมีค่าเป็น $\pi r^2 \rho_a v$ ซึ่ง ρ_a จะแทน ความหนาแน่นของบรรยากาศ ที่จุดเริ่มต้นของเส้นทางของอุกกาบาต อะตอมของอากาศจะกระทบโดยตรงกับผิวของอุกกาบาต ซึ่งอะตอมของอากาศก็จะติดอยู่กับผิวของอุกกาบาต หรือไม่ก็สะท้อนกลับออกมา ในกรณีอื่นๆ จะมีการถ่ายเทโมเมนตัมจากอุกกาบาตไปสู่อากาศ และจาก กฎการอนุรักษ์โมเมนตัม เราอาจเขียน สมการการลากอากาศ (drag equation) ได้ดังนี้

$$m (dv/dt) = -\Gamma \pi r^2 \rho_a v^2 \quad (3.22)$$

เมื่อ m คือ มวลของอุกกาบาต

Γ คือ ค่าสัมประสิทธิ์ของการลากอากาศ (drag coefficient)

เนื่องจากมวลของทรงกลมที่มีความหนาแน่น δ คือ $(4/3)\pi r^3 \delta$ สมการการลากอากาศ (drag equation) จะเขียนใหม่ได้ว่า

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{3\Gamma \rho_a v^2}{4r\delta} \quad (3.23)$$

เมื่ออากาศถูกจับไปอยู่กับอุกกาบาต ทั่วทั้ง $\Gamma = 1$ สำหรับทรงกลมอันหนึ่งที่อยู่ภายใต้เงื่อนไขของการไหลของอะตอมหรือโมเลกุลอิสระ สัมประสิทธิ์การลากอากาศจะเป็นค่าเดียวกัน ดังนั้น $\Gamma = 1$ จึงเป็นค่าประมาณที่ดีสำหรับทรงกลมอันหนึ่งที่อยู่ส่วนแรกเริ่มของเส้นทางของอุกกาบาต ในบรรยากาศชั้นล่างๆ จะมีการเกิดอากาศนิ่งอยู่ข้างหน้า (air cap) และสัมประสิทธิ์การลากอากาศจะมีค่าลดลงเหลือประมาณ 0.5 สำหรับอุกกาบาตที่เรามองเห็นได้โดยเฉลี่ยแล้วตำแหน่งที่มีแสงมากที่สุดเกิดขึ้นใน แถบการเปลี่ยนแปลง (transition

zone) ระหว่างการไหลของโมเลกุลหรืออะตอมอิสระ (free-flow) กับ อากาศนิ่งตอนหน้า (air-cap) และทำให้ สัมประสิทธิ์การลากอากาศในกรณีนี้ มีค่ากลางๆ

เศษส่วนที่แน่นอนคือค่า Λ ซึ่งเป็นเศษส่วนของอากาศที่ไปกระทบกับอุกกาบาตแล้ว ถูกจับไปอยู่กับอุกกาบาต แล้วมีการถ่ายเทพลังงานจนสิ้นสุดด้วยอัตรา $(1/2)\Lambda\pi r^2 \rho_a v^3$ erg/s พลังงานนี้ส่วนใหญ่แล้วจะ ไปทำให้อุกกาบาตละลายหรือกลายเป็นไอ จากกฎการอนุรักษ์พลังงาน อัตราการกลายเป็นไอ สามารถเขียนได้ดังนี้

$$\dot{m} = - (1/2) \Lambda \pi r^2 \rho_a v^3 \quad (3.24)$$

ซึ่ง \dot{m} คือ สัมประสิทธิ์ความร้อนของการสึก (ablation coefficient = ความร้อน / อุกกาบาต 1g) สำหรับ วัตถุที่แข็งเหมือนหินอย่าง เช่น ซิลิกา จะมีค่า $\dot{m} = 8 \times 10^{10}$ erg·g⁻¹ ซึ่งเป็นค่าประมาณที่ดีพอควร

อะตอมต่างๆ ที่ระเหยออกมาจากอุกกาบาต จะเคลื่อนที่ไปข้างหน้าด้วยความเร็ว 30 km/s ดังนั้น อะตอมแต่ละตัวจะถูกชนเข้าไปในบรรยากาศด้วยพลังงานประมาณ 150 eV อะตอมของอุกกาบาตจะแตกตัวเป็นอิออน และถูกกระตุ้นขณะที่มันชนกับอากาศ แล้วโฟตอนจะถูกปล่อยออกมา ขณะที่อะตอมที่ถูกกระตุ้นกลับสู่สภาพปกติของมัน พลังงานที่ถูกปล่อยออกมาต่อวินาที โดยมากกับไอนี้หาได้จาก $(1/2)(dm/dt)v^2$ เศษส่วนที่แน่นอนของพลังงานนี้ คือ ζ ซึ่งจะเปลี่ยนสภาพเป็นแสงเพื่อที่ว่าพลังงานของแสง (luminous energy) ที่ถูกปล่อยออกมาต่อวินาที เขียนแทนด้วย I นั้น เราอาจเขียนได้เป็น

$$I = - (1/2) (dm/dt) v^2 \zeta \quad (3.25)$$

สัมประสิทธิ์ความสว่าง (luminous energy) เราพิจารณาให้เป็นแสงที่ถูกปล่อยออกมาจากอะตอมทุกตัวที่อยู่ในสภาพถูกกระตุ้น (excitation state) เราพบว่าขึ้นอยู่กับความเร็วของอุกกาบาต ได้ $\zeta = 2.0 \times 10^{-10} v$ erg·s⁻¹ ซึ่ง v จะมีหน่วยเป็น cm/s แมกนิจูดของอุกกาบาตนั้นเราหาค่าได้โดยการแทนค่า I ลงในสมการ (2.2) คือ $M = 24.3 - 2.5 \log I$

อะตอมที่กลายเป็นไอ สามารถแตกตัวเป็นอิออนได้ในระหว่าง ขั้นตอนการชนกัน (collision process) ความน่าจะเป็นของการแตกตัวเป็นอิออน เขียนแทนด้วย β จะเป็นความน่าจะเป็น ที่อะตอมของอุกกาบาตจะทำให้เกิด คู่อิเล็กตรอน - อิออน (electron -

ion pair) ดังนั้น จำนวนอะตอมที่ระเหยไปเป็นไอต่อวินาที จะมีค่าเป็น $(1/\mu)(dm/dt)$ ซึ่ง μ คือ มวลเฉลี่ยของอะตอมอุกกาบาต (meteor atom) จำนวนของคู่อิออนที่เกิดขึ้นต่อวินาที คือ $(\beta/\mu)(dm/dt)$ มันเป็นการง่ายที่จะพูดถึง จำนวนของอิเล็กตรอนที่เกิดขึ้นต่อเส้นทางการของอุกกาบาตที่มีหน่วยเป็น cm ค่าความหนาแน่นเชิงเส้น (line density) นั้นเขียนแทนด้วย q เนื่องจากว่าอิออนบวกสะท้อนคลื่นวิทยุไม่ได้มากนัก ดังนั้น อิออนบวกจึงเป็นความหนาแน่นเชิงเส้น (line density) ของอิเล็กตรอน ซึ่งเป็นสิ่งสำคัญในงานเกี่ยวกับเรดาร์ และเนื่องจาก อุกกาบาตเคลื่อนที่ด้วยความเร็ว v หน่วย cm/s ดังนั้น เราจึงเขียนสมการความหนาแน่นเชิงเส้น ได้ดังนี้

$$q = - (1/v) (\beta/\mu) (dm/dt) \quad (3.26)$$

ความน่าจะเป็นของการแตกตัวเป็นอิออนต้องรวมผลที่เกิดจากอะตอมทุกแบบที่ปรากฏในอุกกาบาตด้วย ตัวที่ช่วยให้เกิดการแตกตัวเป็นอิออนมากที่สุดมาจากอะตอมของพวก ซิลิกอน เหล็ก และ โซเดียม การคำนวณโดยละเอียดนั้นจะให้ความสัมพันธ์โดยประมาณ ดังนี้ คือ $\beta = 2.0 \times 10^{-26} v^{3.4}$ โดย v มีหน่วยเป็น cm/s

กระบวนการดังกล่าวมาแล้วนี้ยังไม่มียผลมากเท่าใดในการทำให้กำเนิดแสง จากค่าของ \mathcal{L} ในสมการที่ (3.25) เราสามารถพิจารณาได้ว่า 0.01 % ของพลังงานจลน์จะถูกเปลี่ยนไปเป็นแสงที่มีสเปกตรัมที่ตาคนเราสามารถเห็นได้ ค่าของสัมประสิทธิ์ความสว่าง \mathcal{L} (luminous coefficient) นั้น เราสามารถวัดได้จากการทดลองโดยยิงลูกเหล็กกลม (iron-sphere) เข้าไปในบรรยากาศชั้นบน ด้วยความเร็วเท่ากับความเร็วอุกกาบาต พบความจริงว่า \mathcal{L} นั้นแปรเปลี่ยนตามความเร็ว ซึ่งเราพิจารณาตามทฤษฎี สัมประสิทธิ์ความสว่าง \mathcal{L} จะเพิ่มขึ้นโดยแฟคเตอร์ของ 7 จากอุกกาบาตที่ช้าที่สุด ซึ่งมีความเร็ว $v = 12$ km/s จนถึงอุกกาบาตที่เร็วที่สุดคือมี $v = 72$ km/s ความน่าจะเป็นของการแตกตัวเป็นอิออน เราหาได้จากการคำนวณทางกลศาสตร์ควันตัมอย่างละเอียดโดยใช้อะตอมของโซเดียม มันจำเป็นที่ เราจะต้องสมมติห้องค์ประกอบทางเคมีของอุกกาบาตก่อนที่เราจะหาค่า β มาได้ มีพลังงานจลน์ส่วนน้อยที่ถูกใช้ไปในการแตกตัวเป็นอิออน ซึ่งพลังงานส่วนนี้ก็ยิ่งน้อยกว่าพลังงานที่ใช้ไปเพื่อทำให้เกิดแสง ถ้าเราสมมติว่าพลังงาน 7 eV เป็นพลังงานที่ใช้เพื่อทำให้เกิด คู่อิออนแต่ละคู่ แล้วเปอร์เซ็นต์ของพลังงานที่ถูกใช้สำหรับการแตกตัวเป็นอิออน คือ 0.001 % ดังนั้น เราอาจจะ

เขียนสำหรับอุกกาบาตที่เคลื่อนที่ช้า (ความเร็ว 12 km/s) ได้ว่า พลังงานจลน์จะถูกแบ่งออกไปเป็นอัตราส่วนระหว่าง ความร้อน, แสง และการแตกตัวเป็นไอออน ได้โดยประมาณดังนี้คือ $10^5 : 10 : 1$ สำหรับอุกกาบาตที่เคลื่อนที่เร็ว (ความเร็ว 72 km/s) นั้น อัตราส่วนดังกล่าวจะเป็น $10^5 : 10^2 : 5$

การที่เราสมมติให้ บรรยากาศในอุดมคติมีอุณหภูมิเดียวกัน ก็เพราะว่าความหนาแน่นของบรรยากาศดังกล่าวทำให้ ความสูงลดลงแบบเลขยกกำลัง (exponential) การเปลี่ยนแปลงของแสงจากอุกกาบาตดวงหนึ่งๆ นั้นเราสามารถเขียนให้อยู่ในรูปย่อได้ หลังจากขั้นตอนต่างๆ ของการดีฟเฟอเรนตีเอทและการอินทิเกรตแล้ว ความเข้ม (intensity) นั้น เราอาจเขียนให้อยู่ในเทอมของความเข้มแสงมากที่สุด $I(\max)$ สมการที่ครอบคลุมการเปลี่ยนแปลงของแสง คือ

$$\frac{I}{I(\max)} = \frac{9}{4} \frac{f_a}{f_{a(\max)}} \left(1 - \frac{f_a}{3 f_{a(\max)}}\right)^2 \quad (3.27)$$

เมื่อ $f_{a(\max)}$ คือ ความหนาแน่นของอากาศขณะที่อุกกาบาตมีแสงมากที่สุด เมื่อเราลากเส้นกราฟเทียบกับความหนาแน่นของอากาศ หรือ ความสูง สมการ (3.27) จะให้เส้นโค้งเส้นหนึ่ง (a curve) ซึ่งเราเรียกว่า **เส้นโค้งแสงทางทฤษฎี (classical light curve)** สมการเดียวกันนี้จะครอบคลุมถึงอัตราส่วนของ $q/q(\max)$ ซึ่ง $q(\max)$ คือ ความหนาแน่นเชิงเส้นของอิเล็กตรอน (electron line density) ที่มีการแตกตัวเป็นไอออนมากที่สุด สมการนี้ค่อนข้างน่าสนใจในแง่ที่ว่ามันสามารถทำนายเส้นโค้งได้ตรงที่ว่า เส้นโค้งแสง (light curve) เป็นอิสระต่อคุณสมบัติทางฟิสิกส์ทุกอย่างของอุกกาบาต หรือ กล่าวอีกอย่างก็คือว่า เส้นโค้งแสงไม่ขึ้นกับคุณสมบัติทางฟิสิกส์อันใดเลยของอุกกาบาต มันไม่ขึ้นกับ มวลเริ่มต้น (initial mass), องค์กรประกอบ, ความเร็ว หรือ มุมใกล้ (angle of approach) สำหรับอุกกาบาตที่มีแสงสว่าง ชัดเจนที่ว่า คล้ายคลึงกับแบบที่สมมติไว้ ในที่นี้มันจะมีลักษณะเป็นทรงกลมของแข็ง เส้นโค้งแสงทางทฤษฎี(classical light curve) จะให้คำทำนายที่ดีซ้ำได้เกี่ยวกับการเปลี่ยนแปลงของแสง ตัวอย่างของอุกกาบาตที่มีแสงชัดเจน 3 ตัวอย่างได้แสดงในรูปที่ 3.1 พฤติกรรมที่ผิดปกติของอุกกาบาตอันที่สามของรูปนี้ เนื่องมาจากการระเบิด หรือ การแตกกระจาย (explosion) ขึ้น และทำให้ทฤษฎีนี้ใช้อธิบายไม่ได้อีกต่อไป

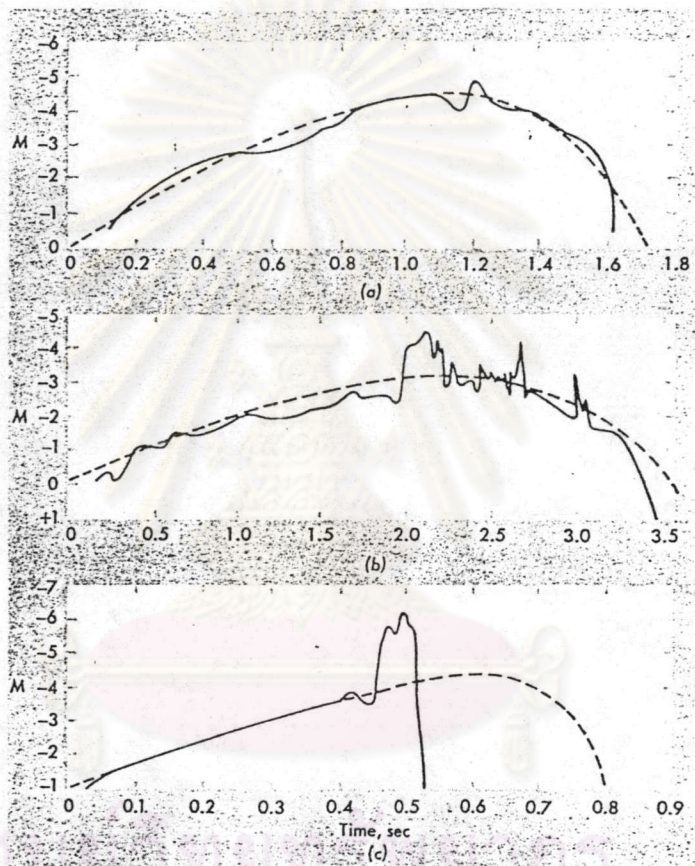
รูปที่ 3.1 เส้นกราฟแสดงแสงของอุกกาบาตดวงสว่างจากภาพถ่าย 3 ดวง ที่มีความเร็ว :

(a) 36 km/s ; (b) 25 km/s ; และ (c) 69 km/s

โดย Courtesy L.G. Jacchia

เส้นทึบ หมายถึง เส้นแสงที่ได้จากการสังเกต (observed light curve)

เส้นประ หมายถึง เส้นแสงที่ได้จากทฤษฎี (theoretical light curve)



ถึงแม้ว่าอุกกาบาตที่มีแสงชัดเจนจะเป็นไปตามทฤษฎี classical อุกกาบาตที่มีแสงน้อย หรือ อุกกาบาตที่เห็นไม่ค่อยชัดจะไม่เป็นไปตามทฤษฎีดังกล่าว ด้วยความร่วมมือของ R.B. Southworth ได้ทำการศึกษาเส้นโค้งแสง (light curve) ของอุกกาบาต 361 ดวง ซึ่งถ่ายภาพได้ทางแถบทะเลทราย White Sands ใน New Mexico ภาพถ่ายดังกล่าว ถูกถ่ายไว้ได้ด้วยกล้องแบบ Super-Schmidt 2 ตัว ซึ่งมันสามารถบันทึกภาพอุกกาบาตที่มีแมกนิจูดต่ำถึง +4 ได้ รูปที่ 3.2 ได้แสดงผลที่สรุปได้ เมื่อเส้นโค้งแสงของอุกกาบาตทุกดวง

ถูกพลีตลงไป วงกลมเปิดซึ่งแทนตำแหน่งของแสงที่มากที่สุดสำหรับอุกกาบาตแต่ละดวงนั้นถูกใช้
เป็นจุดอ้างอิง (หมายถึง วงกลมเปิดใช้เป็นจุดอ้างอิง) ส่วนจุดต่างๆ จะแทนการเริ่มต้น และ
การสิ้นสุดของอุกกาบาตขณะที่ถูกบันทึกลงบนภาพถ่าย ความสูงที่ต่างกัันระหว่าง จุดสิ้นสุดกับ
ส่วนที่มีแสงมากที่สุดหาได้จากภาพถ่าย มันเป็นไปได้ที่จะ วัดแมกนิจูดที่ลดลงระหว่างส่วนที่มีแสง
มากที่สุดกับจุดสิ้นสุด ดังนั้น ด้วยการวัดความสว่าง และ ความสูง เป็นจุดโคออดิเนต เราจะ
สามารถลากเส้นข้อมูลของอุกกาบาต 361 ลูก และ เปรียบเทียบจุดต่างๆ กับทฤษฎีได้

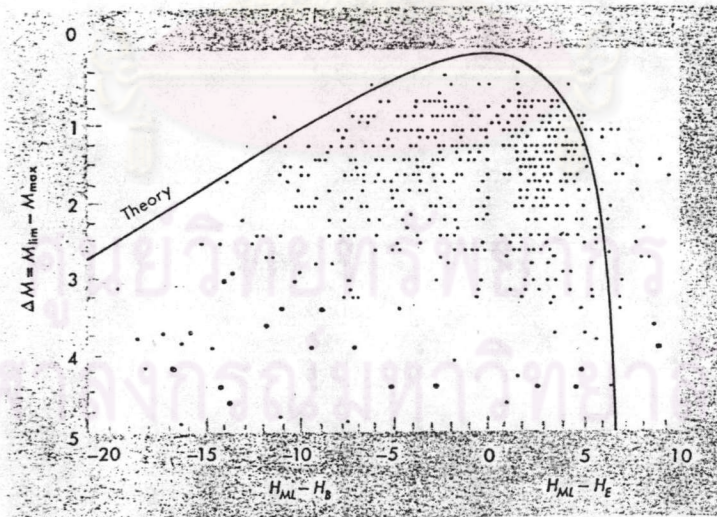
รูปที่ 3.2 เส้นกราฟของแสงทางทฤษฎีเปรียบเทียบกับแสงด้านหัวและท้ายของเส้นทาง
อุกกาบาตหลายๆ ดวง จากรูปถ่ายด้วยกล้อง Super-Schmidt

โดยที่ H_{ML} = height at maximum light ;

H_B = height at beginning of trail ;

H_E = height at end of trail

(From Meteor Science and Engineering by D.W.R McKinley.
Copyright, 1961. McGraw-Hill Book Company.)



ผลต่างๆ ที่ได้ จะชี้ให้เห็นความล้มเหลวอย่างมากของทฤษฎี classical โดยปกติ
จุดต่างๆ จะถูกวางไว้ข้างในเส้นโค้งแสงทางทฤษฎี (theoretical light curve) เส้น
ทางของอุกกาบาต (meteor trails) จะสั้นกว่าที่ทฤษฎีคาดไว้ ซึ่งแสดงให้เห็นว่า ทฤษฎีนี้

ไม่อาจนำมาประยุกต์ใช้กับอุกกาบาตที่อยู่ในช่วงการเห็น (แมกนิจูด +5 ถึง 0) และ เหตุผลต่าง ๆ สำหรับอธิบายความล้มเหลวนี้ เราต้องหาที่พบ

ความสั้น (shortness) ซึ่งผิดปกติไปของ อุกกาบาตที่มีแสงไม่ชัดนั้น เราสามารถอธิบายได้ด้วยสมมติฐานเกี่ยวกับการแตกเป็นชิ้นเล็กชิ้นน้อย (fragmentation hypothesis) ถ้าอุกกาบาตแตกกระจายเป็นเศษเล็กๆ จำนวนหนึ่ง แล้วเข้าไปอยู่ในบรรยากาศเจือไนซ์ต่างๆ ของเส้นโค้งแสงทางทฤษฎี classical ก็ไม่สามารถนำมาประยุกต์ใช้ได้ เศษเล็กๆ เหล่านี้จะลุกไหม้เร็วมากขึ้น เนื่องจาก มันถูกขับให้เข้าไปอยู่ในบรรยากาศที่ความสูงที่ต่ำกว่าปกติ และ เศษเล็กๆ นี้ได้ถูกพาไปกับอุกกาบาตที่มันหลุดออกมา แล้วเคลื่อนที่ผ่านขอบของบรรยากาศ แล้วก็ถูกขับออกไป เมื่อมันเคลื่อนที่ไปถึงชั้นที่มีความหนาแน่นมากกว่า (คือเกิดจากความดันรังสี สำหรับอุกกาบาตที่มีรัศมี $r < 1/\mu$ จะถูกพัดออกจากระบบสุริยะ และจากปรากฏการณ์พอยน์ติง-โรเบิร์ตสัน เมื่ออุกกาบาตมีขนาด $1/\mu < r < 1$ mm จะตกลงสู่ดวงอาทิตย์ เนื่องจากการคลาดทิศของแสงอาทิตย์)

มีหลักฐานเพิ่มขึ้นเกี่ยวกับสมมติฐานเกี่ยวกับการแตกออกเป็นชิ้นเล็กชิ้นน้อย อุกกาบาต นั้นเวลาเคลื่อนที่เราจะไม่เห็นแสงเป็นจุด แต่จะเห็นเป็นเส้นแสงเหมือนสายฟ้า คือ เห็นอุกกาบาตเป็นจุดแสงที่เคลื่อนที่ดูยาวขึ้น ผลที่เกิดขึ้นนี้ก็เนื่องมาจากการที่เราพยายามมองภาพวัตถุที่เคลื่อนที่อย่างรวดเร็ว ซึ่งจะทำให้เรตินานาตาของเราที่มีภาพนี้เต็มไปหมด กระสุนแบบมีควัน จะทำให้เราเห็น ร่องรอยเส้นทางการเคลื่อนที่ได้ แต่ถ้าใครเคลื่อนที่ตามเวลาที่มันเคลื่อนที่แล้วมองกระสุนนี้ไปด้วยเราจะเห็นแสงเป็นจุดแทนที่จะเห็นเป็นเส้นแสง อย่างไรก็ตามการวัดที่ถูกต้องแสดงให้เห็นว่าอุกกาบาตไม่ใช่เป็นเพียงจุดๆ หนึ่ง แต่เป็นลูกกลมๆ ที่มีแสงล้อมรอบ และมีแสงเป็นทางยาวซึ่งดูเหมือนเป็นทางเล็กๆ เคลื่อนที่ผ่านท้องฟ้าไป สำหรับส่วนที่เราเห็นเป็นทางนี้เกิดขึ้นจากเศษเล็กๆ ที่มองไม่เห็นด้วยตา ซึ่งหลุดออกมาจากอุกกาบาต และ ทำให้การเคลื่อนที่ของวัตถุขนาดใหญ่กว่าช้าลง บางครั้ง เศษเล็กๆ นี้จะแยกออกจากอุกกาบาตเป็นระยะทางหลายกิโลเมตร สัดส่วนขนาดใหญ่ของ อุกกาบาตที่มีแสงน้อยๆ จะแสดงให้เห็นแสงสว่างเพิ่มขึ้นอย่างทันทีทันใดที่บริเวณตอนเริ่มต้นของเส้นทางการเคลื่อนที่ การเพิ่มขึ้นนี้เกิดขึ้น โดยการละลาย จนมีขนาดเล็กลงของอุกกาบาตเมื่อมันเจอกับความต้านทานของบรรยากาศ ความดันที่หักเหได้ (break up pressure) นั้น มีค่าน้อยลงจนน่าประหลาดใจ คือ มีค่า

เพียง 2×10^4 dyne/cm² ความดันนี้จะมีค่าประมาณ 1/50 เท่าของความดันบรรยากาศปกติ ซึ่งแสดงให้เห็นว่า เศษเล็ก ๆ ที่อยู่รอบอุกกาบาต อยู่ติดกับอุกกาบาตไม่แน่นเท่าใดนัก จากข้อเท็จจริงดังกล่าว และ จากข้อเท็จจริงอื่นๆ จะทำให้เรานึกถึงความคิดในเรื่องของ กลุ่มฝุ่น (dust ball) และ ความคิดนี้ ตรงกับความรู้อันเนื่องมาจากเรื่องดาวหางซึ่งเป็นกำเนิดของอุกกาบาต

มันเป็นเรื่องที่น่าสนใจที่จะพูดถึง สมการพื้นฐานของชั้นตอนอุกกาบาต ในแง่ของสมมติฐานที่ว่า อุกกาบาตเป็นกลุ่มฝุ่น (dust ball) ซึ่งจะไม่มีการรวมตัวจากเศษเล็ก ๆ เป็นก้อนใหญ่ ถ้าอุกกาบาตแตกเป็นเศษชิ้นเล็ก ๆ เป็นจำนวน n ชิ้น มวลของเศษชิ้นเล็ก ๆ แต่ละอันคือ m/n ถ้าอุกกาบาตมีรัศมี r แล้วแตกเป็นเศษชิ้นเล็ก ๆ ที่มีลักษณะเป็นทรงกลมจำนวน m ชิ้น และ รัศมีของเศษเล็ก ๆ แต่ละอันนี้ เป็น $rn^{-1/3}$ แล้วเราเอาค่าต่างๆ เหล่านี้แทนลงไป ในสมการ (3.23) เราจะได้สมการการลากอากาศ (drag equation) ใหม่ ดังนี้

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{3 \Gamma \rho_a v^2 n^{1/3}}{4 r \delta} \quad (3.28)$$

ภายใต้การสันนิษฐานของการแตกเป็นชิ้นเล็ก ๆ ทั้งหมด (total fragmentation) ทำให้คาดได้ว่า การลดความเร็ว เกิดจากการเพิ่มขึ้นโดยรากที่สามของจำนวนเศษชิ้นเล็ก ๆ นี้ ถ้ากลุ่มฝุ่นมีเศษเล็ก ๆ เป็นจำนวน 10^6 ชิ้น การลดความเร็วจะลดลง 10^2 เท่า ซึ่งมากเท่ากับที่ได้ทำนายไว้ตามทฤษฎี classical

อัตราการสูญหายของมวล หามาได้โดยการรวมมวลที่หายไปจากเศษชิ้นเล็ก ๆ แต่ละอันเข้าด้วยกัน สำหรับเศษชิ้นเล็ก ๆ ชิ้นที่ i สมการ (3.24) จะเขียนได้ใหม่เป็น

$$\dot{m}_i = -(1/2) \Lambda \pi r_i^2 \rho_a v_i^3 \quad (3.29)$$

ถ้าอุกกาบาตแตกเป็นเศษชิ้นเล็ก ๆ ที่มีลักษณะเป็นทรงกลม จำนวน n ชิ้น มวลที่สูญหายไปทั้งหมดก็คือ

$$\dot{m} = -(1/2) \Lambda \pi r^2 \rho_a v^2 n^{1/3} \quad (3.30)$$

อัตรามวลที่สูญหาย จะเพิ่มขึ้นโดยรากที่สามของจำนวนเศษชิ้นเล็กๆ ซึ่งจะถูกนำมาเปรียบเทียบกับทฤษฎีวัตถุเดี่ยวโดยเฉลี่ย (single-body theory)

สมการต่างๆ เหล่านี้แสดงให้เห็นว่า การแตกกระจายของกลุ่มฝุ่นหนึ่งๆ จะทำให้มันมีความเร็ว ลดลงอย่างรวดเร็ว ซึ่งลดลงมากกว่าเดิมที่มันอยู่ในรูปวัตถุเดี่ยว (single body) มันสามารถระเหยเป็นไอได้อย่างรวดเร็วมากขึ้นหลังจากการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ แล้วความจริง 2 ข้อ ดังกล่าวจะช่วยอธิบายผลที่เกิดขึ้นในรูปที่ 3.2 ซึ่งเส้นทางของอุกกาบาตจะสั้นกว่าที่ทฤษฎีวัตถุเดี่ยว (single body) ได้ทำนายไว้ นอกจากนั้นเส้นโค้งแสงโดยทั่วไปที่ได้มาจากสมการ (3.27) นี้ไม่สามารถนำมาใช้กับเศษชิ้นเล็กๆ แต่ละอันได้ สมการ (3.27) ได้สันนิษฐานว่า อุกกาบาตจะถูกพาเข้าไปอยู่ในบรรยากาศชั้นบนสุด (top of the atmosphere) ส่วนชิ้นเล็กๆ จะถูกปล่อยให้หลุดลงมาที่ความสูงที่ต่ำลงมา

การแตกเป็นชิ้นเล็กๆ (fragmentation) ในระหว่างที่อุกกาบาตลุกสว่าง มีผลมากต่อความสว่างของอุกกาบาต เช่น การแตกเป็นเศษชิ้นเล็กๆ จำนวนล้านๆ ชิ้น จะทำให้เกิดความสว่างของอุกกาบาตเพิ่มขึ้นเป็นร้อยเท่า จากสมการ (2.2) คือ $M = 24.3 - 2.5 \log I$ เราสามารถดูได้ว่าอันนี้ ตรงกับความสว่างที่เพิ่มขึ้นของ แมกนิจูด +5 (brightness of 5 magnitude) ซึ่งเพิ่มเป็นจำนวนมาก ระดับของการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ (degree of fragmentation) นั้น เรายังไม่ทราบความถูกต้องที่แน่นอนในตอนนี้อย่างไรก็ตามถ้า $n = 10^6$ อุกกาบาตที่มีแมกนิจูด +3 จะสามารถมองเห็นได้ด้วยตาเปล่า เนื่องจากอุกกาบาตนั้นมีการละลายเกิดขึ้นในบรรยากาศ ถ้าปราศจากขั้นตอนการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ แล้ว แมกนิจูดของมันควรจะ เป็น +8 และเราต้องใช้กล้องสองตาที่มีคุณภาพดีๆ สองจึงจะมองเห็นได้

ในทางตรงกันข้ามก่อนเกิดการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ จะไม่มีอะไรมีผลต่อความสว่างหรือรูปร่างของเส้นโค้งแสงถ้าอุกกาบาตคือกลุ่มของอนุภาคอิสระ เมื่อมันเข้าไปอยู่ในบรรยากาศแล้วอนุภาคที่เราประมาณไว้ในตอนแรกก็จะเป็นไปตามทฤษฎี classical มวลของอนุภาคแต่ละอันจะมีค่าเป็น m/n และเส้นโค้งแสงของแต่ละอนุภาคจะหาได้จากสมการ (3.27) เมื่อความสว่าง (luminosities) ของอนุภาค m ถูกเพิ่มเข้าไป ค่าของ $I(\max)$ จะเป็นค่าเดียวกับค่าของอนุภาคเดี่ยวๆ ของมวล m ลักษณะที่ขัดแย้งกันที่เห็นได้ชัดก็คือ เศษชิ้นเล็กๆ สามารถทำให้เกิดความสว่างเพิ่มขึ้น หรือไม่ก็ทำตัวเป็นวัตถุเดี่ยว ซึ่งได้อธิบายไว้แล้วโดยรายละเอียด

ของทฤษฎี ถ้าความเข้ม (intensity) หาได้จากสมการ (3.24) และ (3.25) แล้วเราก็จะทราบว่า ความหนาแน่นของอากาศขณะที่อยู่กึ่งกลางมีแสงมากที่สุดขึ้นอยู่กับรัศมี คือ $\rho_a(\max) \approx r$ ดังนั้น เศษชิ้นเล็กๆ ที่เป็นอิสระที่เข้าไปอยู่ในบรรยากาศชั้นบนจะพากันเกิดเส้นทางที่ระยะความสูงที่สูงกว่าที่เศษเล็กๆ เหล่านี้ที่อยู่ถ้าหากมันรวมตัวเป็นกลุ่ม ในสมการ (3.30) ความหนาแน่นจะกลายเป็น $\rho_a/n^{1/3}$ และเราจะพบว่า มวลที่หายไปจะเป็นค่าเดียวกันกับวัตถุเดี่ยว (single body) แต่ความสูงของเส้นทางนั้นสูงจนผิดปกติ

การแตกเป็นชิ้นเล็กๆ ไม่จำเป็นต้อง เกิดขึ้นทันทีทันใด ขั้นตอนของการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ ที่เกิดขึ้นเรื่อยๆ ไม่หยุดนั้นเราสามารถพบได้ในอุกกาบาตที่ตามอง เห็นได้ซึ่งมีความสว่างเพิ่มขึ้น ภายใต้อุปกรณ์เหล่านี้ อุกกาบาตจะพากัน เศษชิ้นเล็กๆ หลุดออกมาเรื่อยๆ ขณะที่มันเคลื่อนที่ผ่านเข้าไปในบรรยากาศ บางครั้ง การระเบิดที่ตอนปลายของเส้นทางจะพากันเกิดแสงไฟลุกวูบชั่วขณะหนึ่ง แล้วสมการต่างๆ จะเป็นการนำผลของอุกกาบาตแบบวัตถุเดี่ยว (single body และ กลุ่มของเศษชิ้นเล็กๆ มารวมกัน

ความสว่างของอุกกาบาตที่มากที่สุด จะขึ้นอยู่กับอัตราการสูญหายของมวลคือ dm/dt และมันน่าสนใจที่จะเอาสิ่งนี้ไปสัมพันธ์กับมวล m ก่อนที่จะเข้าสู่บรรยากาศ แล้วเราสามารถกำหนดสเกลโดยทั่วไปให้สัมพันธ์กับแมกนิจูด และมวลทั้งหมดได้ มันเป็นการสะดวกที่จะเริ่มต้นด้วยทฤษฎี classical ซึ่งนำมาประยุกต์ใช้กับวัตถุเดี่ยว (single body) ที่ไม่มีการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ แล้วแก้ไขผลสำหรับการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ ที่เกิดขึ้นในบรรยากาศ ทฤษฎีจะแสดงให้เห็นว่ามวลขณะที่มีแสงมากที่สุด จะลดลงเหลือ $8/27$ เท่าของมวลเริ่มต้น นั่นคือจากสมการ (3.12) แทนสมการ (3.13) และ (3.14) ลงไป จะได้

$$\frac{v}{\mathcal{L}} (\cos z) - \frac{\Lambda A \rho_a v^3}{3 \mathcal{L} m^{1/3} \rho_m^{2/3}} = 0$$

$$\text{ดังนั้น} \quad \rho_a(\max) = \frac{3 (\cos z) \mathcal{L} \rho_m^{2/3} m^{1/3}}{\mathcal{L} \Lambda A v^2} \quad (3.31)$$

แทนสมการ (3.31) ลงในสมการ (3.4) จะได้

$$\begin{aligned}
 m_{(\max)}^{1/3} &= m_{\infty}^{1/3} - \left(\frac{\frac{1}{2} \Lambda A v^2}{6 \rho_m^{2/3} \cos z} \cdot \frac{3 (\cos z) \int \rho_m^{2/3} m_{(\max)}^{1/3}}{\frac{1}{2} \Lambda A v^2} \right) \\
 &= m_{\infty}^{1/3} - (1/2) m_{(\max)}^{1/3}
 \end{aligned}$$

ดังนั้น

$$\boxed{m_{(\max)} = (8/27) m_{\infty}} \quad (3.32)$$

จากสมการ (3.2) จะได้

$$\int_{m_{\infty}}^m m^{-2/3} dm = - \frac{\Lambda A}{2 \int \rho_m^{2/3}} \int_{t_{\infty}}^t \rho_a v^3 dt$$

แทน $dt = (ds)/v$ และจากสมการ (3.2) ได้ $\rho_a = - \left(\frac{dm}{dt} \right) \frac{2 \int \rho_m^{2/3}}{\Lambda A m^{2/3} v^3}$

แทนลงในสมการบนจะได้

$$\begin{aligned}
 3 (m^{1/3} - m_{\infty}^{1/3}) &= \frac{\Lambda A}{2 \int \rho_m^{2/3}} \int_{s_{\infty}}^s \frac{dm}{dt} \frac{2 \int \rho_m^{2/3}}{\Lambda A} \frac{\rho_m^{2/3}}{m^{2/3} v^3} v^3 \frac{ds}{v} \\
 &= \frac{-1}{m^{2/3} v \cos z} \frac{dm}{dt} \int_{H_{\infty}}^H dH \quad ; \quad (\text{แทน } ds = \frac{-dH}{\cos z}) \\
 &= \frac{1}{m^{2/3}} \frac{dm}{dt} \frac{H}{v \cos z} \quad ; \quad (H - H_{\infty} < 0)
 \end{aligned}$$

ดังนั้น

$$\frac{dm}{dt} = \frac{3 m^{2/3} v (\cos z)}{H} [m^{1/3} - m_{\infty}^{1/3}]$$

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_{(max)} = \frac{3 m_{(max)}^{2/3} v (\cos z) [m_{(max)}^{1/3} - m_{\infty}^{1/3}]}{H}$$

และจากสมการ (3.32) จะได้ $m_{\infty}^{1/3} = (3/2) m_{(max)}^{1/3}$ แทนลงในสมการบน จะได้

$$\begin{aligned} \left(\frac{dm}{dt}\right)_{(max)} &= \frac{3 m_{(max)}^{2/3} v (\cos z) m_{(max)}^{1/3} [1 - \frac{3}{2}]}{H} \\ &= -\frac{3}{2} m_{(max)} \frac{v (\cos z)}{H} \end{aligned}$$

และแทนสมการ (3.32) ลงไปจะได้

$$\begin{aligned} \left(\frac{dm}{dt}\right)_{\infty} &= -\frac{3}{2} \left(\frac{8}{27} m_{\infty}\right) \frac{v \cos z}{H} \\ &= -\frac{4}{9} \frac{m_{\infty}}{H} v (\cos z) \end{aligned}$$

เราสามารถเขียนได้ว่า

$$\boxed{\frac{dm}{dt} = -\frac{4}{9} \frac{m}{H} v (\cos z)} \quad (3.33)$$

เมื่อ \mathcal{H} เป็นสเกลความสูง (Scale Height; $\mathcal{H} = kT/mg = \text{Thermal Energy/Weight}$) ของบรรยากาศ (สมมติให้เป็นแบบ isothermal) และ z เป็นมุมระหว่างเส้นทางกับเส้นตั้งฉากกับพื้นโลก ในเขตของอุกกาบาต (meteor zone) $\mathcal{H} = 6.5 \times 10^5$ cm และ

$I_{(max)} = 6.84 \times 10^{-7} m v^4 \cos z$ ดังนั้นสมการ (2.2) จึงกลายเป็น

$$M = 24.3 - 2.5 \log (6.84 \times 10^{-17} m v^4 \cos z) \quad (3.34)$$

ดังนั้น อุกกาบาตที่มีมวล 1 g และมีความเร็วเป็น 3×10^6 cm/s ซึ่งเคลื่อนที่เข้าสู่บรรยากาศที่ $z = 45^\circ$ จะทำให้เกิดอุกกาบาตที่มีความสว่างมากที่สุดที่แมกนิจูด +0.3 ดังนั้น ที่ระยะสูง 100 km อุกกาบาต 1 g จะเทียบได้กับดาวที่มี แมกนิจูดศูนย์ อย่างเช่น ดาวริกา ที่ความเร็ว 20 km/s จะได้มวลเป็น 2 g และ ที่ความเร็ว 45 km/s จะได้มวลเป็น 0.5 g

ตามเส้นโค้งแสงแบบ classical (classical curve) อุกกาบาตที่มีแมกนิจูดศูนย์ จะยังคงมีเหลืออยู่เหนือระดับที่มองเห็น (visual threshold) ของ +5 ซึ่งมากกว่าระยะความสูงประมาณ 35 กิโลเมตร ดังนั้น ความยาวของเส้นทางจะเป็น 35 sec z กิโลเมตร ช่วงเวลาของการมองเห็นจะเป็น $(35 \text{ sec } z)/v$ วินาที ซึ่งสำหรับความเร็ว 30 km/s แล้ว อุกกาบาตที่เข้าใกล้มุม 45° จะใช้เวลา 1.6 วินาที

การแตกเป็นชิ้นเล็กๆ ที่เกิดขึ้นภายในบรรยากาศ จะทำให้ ความยาวของเส้นทาง และช่วงเวลา ลดลง แต่ความสว่างจะเพิ่มขึ้น ขณะที่ความสัมพันธ์แบบกะประมาณไว้นั้น เราอาจสันนิษฐานได้ว่า dm/dt จะเปลี่ยนแปลงอย่างตรงข้ามกับความยาวของเส้นทาง (path length) ดังนั้น ถ้าเส้นทางและช่วงเวลาคือ $1/f$ ของค่าที่ทำนายไว้ด้วยทฤษฎี classical ความสว่างก็จะเพิ่มขึ้นโดยแมกนิจูด $2.5 \log f$ อีกครั้งหนึ่งถ้าเราสมมติว่าอุกกาบาตแตกเป็นชิ้นเล็กๆ แล้วอยู่ใกล้กับจุดที่มีแสงมากที่สุด จำนวนของเศษชิ้นเล็กๆ นั้นเราสามารถพิจารณาได้จากสมการ (3.30) คือ $n \approx f^3$

ผลต่างๆ ของอุกกาบาตที่เกิดขึ้นในบรรยากาศ ไม่ได้ถูกจำกัดไว้ในทางโคจรแคบๆ อะตอมที่กลายเป็นไอ จะออกจากอุกกาบาตด้วยความเร็วใหม่ๆ ซึ่งจะทำให้อะตอมออกจากทางโคจร อะตอมของอุกกาบาตจะชนปะทะกับอากาศและจะเกิดการกระจายเพิ่มขึ้น ขั้นตอนของการแตกเป็นชิ้นเล็กๆ มีส่วนช่วยในเรื่อง ความกว้างของเส้นทางของอุกกาบาต ไม่ว่าเศษชิ้นเล็กๆ เหล่านี้ จะค่อยๆ หลุดออกมากก็ตาม ปริมาณพลังงานความร้อนหลายๆ จะถูกปล่อยออกมาตามเส้นทางและมีการขยายของแนวก๊าซซึ่งเป็นผลที่ตามมา ขณะที่อิเล็กตรอนถูกปล่อยเป็นอิสระ มันจะแพร่กระจายไปทั่วบรรยากาศชั้นบนด้วยความเร็วที่เป็นฟังก์ชันกับอุณหภูมิ ขั้นตอนเหล่านี้ทั้งหมด มีแนวโน้มที่จะทำให้บริเวณที่มีการชนกันนั้นใหญ่ขึ้น และจะทำให้ เส้นทางอุกกาบาตมีความหนาที่แน่นอน สำหรับอุกกาบาตที่มองเห็นได้ที่มีแมกนิจูด +3 โดยเฉลี่ยแล้ว เส้นทางของอุกกาบาตจะมีเส้นผ่าศูนย์กลางประมาณ 1 เมตร ภายใต้อากาศที่ผิดปกติไป อาทิเช่น การแตกเป็นชิ้นเล็กๆ กระจายออกไปจะทำให้เส้นทางของอุกกาบาต (trail) กว้างมากขึ้นอย่างมาก

อะตอมที่ถูกกระตุ้นในเส้นทางของอุกกาบาตจะแผ่รังสีออกมา ซึ่งทำให้เราสามารถศึกษาองค์ประกอบทางเคมีของอุกกาบาต (meteoroid) ได้ การวิเคราะห์โดยวิธีสเปกตรัม (คือใช้ปริซึมแยกสีของวัตถุเพื่อทำการวิเคราะห์ทางเคมี) จะแสดงการปล่อยความสว่างออกมา

ซึ่งจะมีลักษณะ เป็นเส้นๆ จากไอที่ถูกกระตุ้น (excited vapor) และในบางโอกาสซึ่งเป็นไป
 ได้ยากนั้น การแผ่รังสีจากผิวที่ร้อนของอุกกาบาตนั้นเราสามารถตรวจพบได้เช่นเดียวกัน องค์
 ประกอบต่างๆ เหล่านี้เป็นสิ่งหนึ่งที่เราคาดว่าจะเกิดขึ้นถ้า อุกกาบาตมีองค์ประกอบหนึ่งที่คล้าย
 คลึงกับ องค์ประกอบอันนั้นของกลุ่มดาวเคราะห์น้อย หรือ โลก คุณสมบัติต่างๆ มากมายทาง
 เคมีของสารที่เป็นของแข็งในระบบสุริยะจะประกอบด้วย ซิลิกอน มากกว่าอย่างอื่น ซึ่งเป็น
 ความจริงหรือข้อเท็จจริงที่อธิบายถึงการที่มีการปล่อยสเปกตรัมออกมา (emission spectra)
 ออกซิเจนและไนโตรเจน ถูกคาดว่ามีอยู่ในอุกกาบาต แต่เส้นสเปกตรัมเหล่านี้ไม่ได้อยู่ในช่วง
 สเปกตรัมที่มองเห็นได้ ดังนั้น เราจึงไม่สามารถสังเกตโดยใช้อิทธิอำนาจค่าได้ สำหรับอุกกาบาต
 ที่มีความสว่างดวงหนึ่งจะแสดง เส้นการแผ่ความสว่างออกมาของโมเลกุลไนโตรเจน (N_2) แต่
 ในกรณีนี้เราคาดว่าเส้นการแผ่ความสว่างออกมานั้นจะมาจากโมเลกุลไนโตรเจนที่อยู่ในบรรยากาศ
 ชั้นบนมากกว่าที่จะมาจากตัวอุกกาบาตเอง

บางครั้งเส้นการแผ่ดังกล่าวจะมาจากไอออนที่ถูกกระตุ้น (excited ions) ซึ่งเรา
 สามารถกล่าวได้ว่าอะตอมจากอุกกาบาตแตกตัว เป็นไอออนและไอออนบวกจะขึ้นไปสู่สภาวะกระตุ้น
 (excited state) ด้วยตัวของมันเอง จะสังเกตได้ว่าระหว่างเส้นที่เกิดจากการแตกตัวเป็น
 ไอออน จะเป็นเส้น Fraunhofer H และ K ของแคลเซียม กับเส้นของ เหล็ก ซิลิกอน และ
 สตรอนเตียม ที่แตกตัวเป็นไอออนเดี่ยวๆ

โดยปกติแนวโน้มในการเกิดการกระตุ้น (excitation) และการแตกตัวเป็นไอออน
 (ionization) จะเกิดขึ้นในขณะที่อุกกาบาตเข้าไปอยู่ในบรรยากาศ บางครั้งอุกกาบาตที่
 เคลื่อนที่เร็ว จะแสดงการเปลี่ยนแปลงนี้ให้เราเห็นได้ด้วยตาเปล่า เมื่อมีการเลื่อนของสีจากสี
 แดงเป็นสีน้ำเงินขณะที่อุกกาบาตเคลื่อนที่เข้าใกล้สู่ตอนสุดท้ายของเส้นทางที่เคลื่อนที่ เหตุผล
 สำหรับการเปลี่ยนแปลงนี้ก็ยังไม่เป็นที่เข้าใจดีนัก แต่ก็ได้มีการเสนอว่าการเปลี่ยนแปลงต่างๆ
 อาจเนื่องจากการเกิดไอน้ำหนาๆ อยู่ข้างหน้า (vapor cap) รอบๆ อุกกาบาต แต่ก็ยังมีงาน
 มากกว่านี้ที่จะต้องทำการตรวจสอบข้อแนะนำดังกล่าวนี้

สัดส่วนเพียงเล็กน้อยของอุกกาบาตที่มีความสว่างมากขึ้นจะแสดงสเปกตรัมของ เหล็ก
 และนิกเกิล จากสเปกตรัมของธาตุกว่า 300 ชนิด ตรวจสอบอุกกาบาตประมาณ 6 ดวง แล้ว
 ปรากฏว่าไม่มีวัตถุที่มีลักษณะ เป็นหิน (stony material) อุกกาบาตเหล่านี้จะถูกสันนิษฐานว่า
 เป็นอุกกาบาตชนิดเหล็ก (iron meteorites) ซึ่งเข้ามาอยู่ในชั้นบรรยากาศโดยไม่มีการมา

ถึงผิวของโลก ธาตุเหล็กของอุกกาบาตนี้ จะไม่ปรากฏเป็นส่วนประกอบของลึอกกาบาต แต่ ธาตุเหล็กเหล่านี้จะถูกมองว่าเป็น เศษชิ้นส่วนของกลุ่มดาวเคราะห์น้อย และในทุกๆ ทาง ดู เหมือนว่าจะแตกต่างจากอุกกาบาตที่มาจากดาวหางมากที่สุด

เมื่ออุกกาบาตมีแกนนิจุดเป็นลบ เราก็กล่าวได้อีกอย่างว่า มันจะมีความสว่างมากกว่า อุกกาบาตที่มีแกนนิจุดเป็นศูนย์ ซึ่งบางครั้งมันจะทำให้เกิดแสงสว่างอยู่บ่อยๆ บนท้องฟ้า ซึ่ง ช่วงของแสงนี้จะอยู่ในเทอมของแนวแสงที่มีอยู่นาน (persistent train) ซึ่งจะมีโอกาส ของการเกิดแนวดังกล่าวมากขึ้นเมื่ออุกกาบาตมีความเร็วสูงและมีขนาดใหญ่หลายๆ อันที่จริงแล้ว มีอัตราส่วนคร่าวๆ ระหว่างช่วง เวลาของแนวแสงกับความสว่างของอุกกาบาต จากการสังเกต ได้แสดงให้เห็นว่า แนวของอุกกาบาตอันใหม่จะกว้างกว่าแนวอุกกาบาตเดิมมาก บางครั้งแนว ของอุกกาบาตจะขยายมากขึ้นจนมีเส้นผ่าศูนย์กลางถึง 1 กิโลเมตร บางครั้งแนวอุกกาบาตจะ แสดงเส้นจางๆ ตามแนวแกนของมัน ราวกับว่า ช่วงของความสว่างนั้นเป็นช่อง ขณะที่แนว ดังกล่าวขยาย แหล่งกำเนิดพลังงานที่ตรงศูนย์กลางจะหมดไป และ แสงจะค่อยๆ เลื่อนหายไป นักสังเกตชาวฝรั่งเศส และชาวอังกฤษ รายงานว่า เคยเห็นอุกกาบาต Leonid ดวงสว่างๆ กว่าจะออกจากแนวใช้เวลาจนถึง 3 ชั่วโมง ขณะที่มันถูกพัดพาข้ามช่องแคบอังกฤษไปตามลม

แม้จะมีสเปคตรัมเพียงอันเดียวเท่านั้นที่เป็นของแนวอุกกาบาตที่แน่นอน และ เส้นการแผ่ความสว่างจะเกิดขึ้นโดยอะตอมไนโตรเจนชาติก็ตาม แต่แหล่งกำเนิดพลังงานที่ทำให้เกิดแสง นั้นก็ยังไม่เป็นที่รู้จัก นักดาราศาสตร์บางท่านได้แนะนำว่าแสงจะเกิดขึ้นโดยการรวมกัน (re-combination) ของ อีออนบวก กับ อิเลคตรอน แต่อันนี้จะแสดงให้เห็นว่าเป็นแหล่งกำเนิด พลังงานที่ยังไม่เพียงพอ แนวของอุกกาบาต (the train) ดูเหมือนว่าจะต้องมีอนุภาคที่มี พลังงานสะสมไว้ ซึ่งถูกปล่อยออกมาด้วยอัตราที่ต่ำมากขณะที่อนุภาคปะทะกับชั้นบรรยากาศ

ผลต่างๆ ที่เกิดขึ้นโดยอุกกาบาตจะค่อยๆ หายไปที่ละน้อย บางทีมันอาจจะกินเวลา หลายชั่วโมงสำหรับชั้นบรรยากาศที่จะกลับสู่สภาพเดิม อีออนบวกจะรวมตัวกับอิ เลคตรอนอีก กลายเป็นอะตอมที่เป็นกลางอีกครั้งหนึ่ง ดังนั้น อะตอมต่างๆ ของอุกกาบาตจะ กระจายอยู่ใน บรรยากาศชั้นบน และจะรวมกันที่ละน้อยกับส่วนประกอบอื่นๆ สภาพ thermal shock จะ เกิดขึ้นในปริมาณที่เคยเพิ่มขึ้นของบรรยากาศชั้นบนแล้วกระจายออกไป อะตอมและอีออนที่ถูก กระตุ้นจะกลับสู่สภาวะพื้นฐาน (ground state) ด้วยการปล่อยโฟตอนที่เหมาะสมออกมา

สรุปแล้วการเกิดอุกกาบาต (ฝนดาวตก หรือ ดาวตก) เกิดขึ้นเมื่อ meteoroid ตกเข้ามาในบรรยากาศของโลกด้วยความเร็วหลายๆ กิโลเมตรต่อวินาที มันจะกระทบกับโมเลกุลของอากาศมากมาย โมเลกุลของอากาศจะชนกับผิวอุกกาบาต ทำให้ผิวแตกหลุดออกมาเป็นชิ้นเล็กๆ ผิวหน้าของอุกกาบาตจะร้อนขึ้น ชิ้นส่วนที่หลุดออกไปจะกลายเป็นไอ กระบวนการทั้งหมดนี้เรียกว่า ablation

ก๊าซจากอุกกาบาต และ อากาศรอบๆ จะร้อนขึ้นจนถึงขนาดที่อะตอมของก๊าซต่างๆ เปล่งแสงสว่างได้เอง และปรากฏเป็นเส้นสว่าง (bright emission lines) ในสเปกตรัม ฝนดาวตกหรือดาวตกก็คือส่วนของก๊าซที่ร้อนสว่างจำนนเอง อาจเป็นเส้นที่มีเส้นผ่านศูนย์กลางระหว่างไม่กี่เมตรถึงหลายๆ ร้อยเมตรก็ได้ meteoroid หรือ อุกกาบาตในอวกาศ ก่อนที่จะเข้ามาในบรรยากาศโลกคงเย็นจัด และคงมีอุณหภูมิราว 280 เคลวิน (หาได้เช่นเดียวกับอุณหภูมิของดาวเคราะห์) หนึ่ง เส้นสว่างที่ปรากฏในสเปกตรัมของแสงของอุกกาบาตนั้น บ่งบอกว่า ก๊าซสว่างเรืองนั้นต้องมีอุณหภูมิสูงหลายพันองศาเคลวิน

ความต้านทานของอากาศ และ กระบวนการ ablation จะดึงพลังงานไปจากอุกกาบาต ทำให้มันเคลื่อนที่ช้าลง อัตราที่มันหน่วงความเร็ลงนั้นขึ้นอยู่กับ อัตราเร็วเดิม มวลของอุกกาบาต และ ความหนาแน่นของอากาศ ด้วยเหตุนี้ ผลพลอยได้จากการศึกษาอุกกาบาตก็ช่วยให้เรารู้ความหนาแน่นของอากาศชั้นบนได้ด้วย

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย