Słońce jako soczewka grawitacyjna gigantycznego teleskopu

Władysław Cynkiewicz

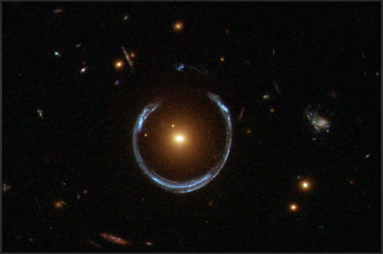
14 kwietnia 2021 roku

Plan prezentacji:

1. Słoneczna soczewka grawitacyjna (SGL) i model teleskopu
2. Etapy badań
3. Powstawanie obrazu
4. Modelowanie sygnału EM w płaszczyźnie ogniskowej
5. Obrazowanie w optyce geometrycznej i obszary słabej interferencji
6. Podsumowanie i przyszłość badań

SGL: Narzędzie o ogromnym potencjale

Słoneczna soczewka grawitacyjna (ang. Solar graviational lens) - umiejętność skupiania światła od dalekich słabych obiektów przez masywny obiekt (w tym przypadku Słońce) poprzez zakrzywianie toru fotonów[2].



Rysunek 1: Pierścień Einsteina w kształcie podkowy [12].

SGL w liczbach

- Gdy światło przechodzi obok Słońca, jego tor jest zakrzywiony o kąt: $\theta = 2r_g/b = 1,75(R_\odot/b)$, gdzie r_g - promień Schwarzschilda dla Słońca, b - parametr zderzenia.
- Odległości heliocentryczne: $b^2/(2r_g) = 547,6\ (b/R_\odot)^2$ AU.
- Wzrost własnej jasności: $4\pi^2 r_g/\lambda = 2,11 \cdot 10^{11}(1\mu m/\lambda)$, gdzie λ - obserwowana długość fali.
- Rozdzielczość kątowa: $\lambda/(2R_\odot) \sim 0,2\ (\lambda/1\mu m)$ nas

Wartości te zostały wyprowadzone przez naukowców Slava G. Turyshev oraz Viktor T. Toth w [2].

SGL: Wymagania do teleskopu

- Teleskop optyczny, lecz nie jest to konieczne.
- Wystarczająca rozdzielczość kątowa, by użyć koronografu do blokowania światła Słońca. Apertura teleskopu musi wynosić 1m lub więcej.

SGL: Etapy badań

- Badanie fal płaskich odchylanych przez kuliste i przeźroczyste Słońce [3].
- Wprowadzenie nieprzeźroczystego dysku słonecznego i obszaru, na który rzuca on cień oraz badanie wpływu na światło przez koronę słoneczną [4,6-8].
- Badanie ciał rozciągłych na skończonych odległościach i obrazu końcowego utworzonego przez SGL [9].
- Określenie mocy sygnału od odległego obiektu, np. egzoplanety [10].
- Rozpatrzenie rozkładu natężenia pojawiającego się płaszczyźnie ogniskowej teleskopu jako funkcji odległości od osi optycznej SGL.

SGL: Dana praca

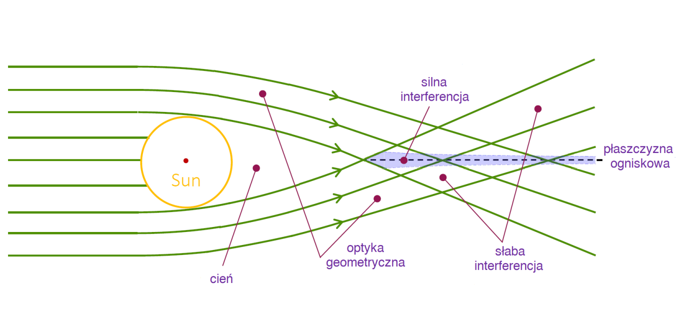
- Sprawdzenie co ”widzi” teleskop zarówno bezpośrednio obok osi optycznej, jak i w dużej odległości od niej, w obszarach optyki geometrycznej.

1. Badanie małych odległości od osi optycznej ma zastosowanie w bezpośrednim obrazowaniu w wysokiej rozdzielczości oraz badaniach spektroskopowych słabych źródeł.
2. Badanie dużych odległości od osi optycznej ma na celu powiązanie danej pracy a badań mikrosoczewkowania grawitacyjnego.

Wstępne opracowanie pomysłu w raporcie NASA: [5].

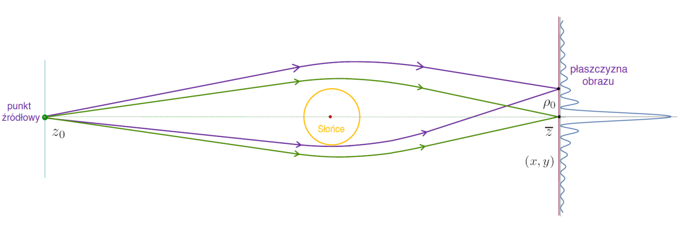
Powstawanie obrazu

Obszary optyczne SGL



Rysunek 2: Różne obszary optyczne SGL w odniesieniu do światła ze źródła w nieskończoności. Promienie o większym parametrze zderzenia *b* przecinają się w większej odległości, tworząc ogniskową półprostą (pokazaną linią przerywaną). Zacieniony obszar jest silny obszar interferencji w bezpośrednim sąsiedztwie osi optycznej.

Obrazowanie źródła punktowego za pomocą SGL



Rysunek 3: Źródło znajduje się na osi optycznej w odległości z_0 od Słońca. Płaszczyzna obrazu znajduje się w odległości heliocentrycznej $\bar{z}$. Promienie o różnych ścieżkach optycznych tworzą wzór dyfrakcyjny na płaszczyźnie ogniskowej, która jest obserwowana przez teleskop.

Parametryzacja płaszczyzny obrazu

$$\{x_0\} \equiv (x_0, y_0) = \rho_0(\cos\phi_0, \sin\phi_0) = \rho_0 \boldsymbol{n_0}, \tag{1}$$

$$\{x\} \equiv (x, y) = \rho(\cos\phi, \sin\phi) = \rho \boldsymbol{n}, \tag{2}$$

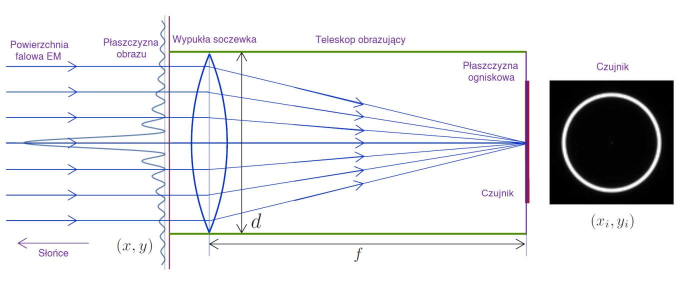
$$\{x_i\} \equiv (x_i, y_i) = \rho_i(\cos\phi_i, \sin\phi_i) = \rho_i \boldsymbol{n_i}. \tag{3}$$

Pole EM w danym punkcie $\boldsymbol{x_i} = (x_i, y_i)$ na płaszczyźnie ogniskowej będzie miało postać:

$$\begin{pmatrix} E_\rho \\ H_\rho \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_\phi \\ -E_\phi \end{pmatrix} = E_0 \mathcal{A}(x_i, x_0) \begin{pmatrix} \cos\phi \\ \sin\phi \end{pmatrix} e^{i\Omega(r,t)}, \tag{4}$$

gdzie $\Omega(r, t)$ zależna od czasu faza fali płaskiej.

Obrazowanie źródła punktowego za pomocą SGL widzianego przez teleskop



Rysunek 4: Teleskop jest reprezentowany przez wypukłą soczewkę z przysłoną d i ogniskową f. Optyka teleskopu wyświetla obraz pierścienia Einsteina wokół Słońca w jego płaszczyźnie ogniskowej. Pokazane są również pozycje w płaszczyźnie obrazu SGL (x, y) i płaszczyźnie ogniskowej teleskopu (x_i, y_i).

Postać amplitudy zespolonej oraz wektora Poytinga

Amplituda będzie określona przez wzór dyfrakcyjny Fresnela-Kirchhoffa:

$$\mathcal{A}(x_i, x_0) = \frac{i}{\lambda_0} \iint\limits_{|\boldsymbol{x}|^2 \leq (d/2)^2} \mathcal{A}(x, x_0) e^{-i\frac{k}{2f}|\boldsymbol{x}|^2} \frac{e^{iks}}{s} \mathrm{d}^2 x \tag{5}$$

W przypadku użycia SGL jest dobrze wyznaczona przez autorów w [2,3,9].

$$\mathcal{A}(x_i, x_0) = -\frac{e^{ikf(1+{x_i}^2/2f^2)}}{i\lambda f} \iint\limits_{|\boldsymbol{x}|^2 \leq (d/2)^2} \mathrm{d}^2 x \mathcal{A}(x, x_0) e^{-i\frac{k}{f}(x \cdot x_i)} \tag{6}$$

$$S_z(x_i, x_0) = \frac{c}{4\pi} \overline{[\mathrm{Re}\boldsymbol{E} \times \mathrm{Re}\boldsymbol{H}]} = \frac{cE_0^2}{4\pi} \overline{(\mathrm{Re}[\mathcal{A}(x_i, x_0) e^{i\Omega(t)}])^2} \tag{7}$$

Możemy wyznaczyć zebraną energię i mamy wtedy już obraz obiektu w płaszczyźnie ogniskowej!

Modelowanie obrazu EM w płaszczyźnie ogniskowej

Pole EM w obszarze interferencyjnym SGL

Składowa z pola EM: $(E_z, H_z) = \mathcal{O}(\rho/z, \sqrt{2r_g\bar{z}}/z_0)$, zaś inne:

$$\begin{pmatrix} E_\rho \\ H_\rho \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_\phi \\ -E_\phi \end{pmatrix} = E_0 \mathcal{A}(x, x_0) \begin{pmatrix} \cos\phi \\ \sin\phi \end{pmatrix} e^{i\Omega(r,t)}, \tag{8}$$

gdzie $\Omega(t) = k(r + r_0 + r_g \ln 2k(r + r_0)) - \omega t$. Odpowiadająca amplituda zespolona:

$$\mathcal{A}(x, x_0) = \sqrt{\mu_0} J_0 \left(k\sqrt{\frac{2r_g}{\bar{z}}} |x + x_0| \right), \tag{9}$$

gdzie $\mu_0 = 2\pi k r_g$. Dane wyrażenia zachodzą dla rozpraszania tylko, gdy $\theta + b/z_0 \ll \sqrt{2r_g/r}$ lub, gdy odchylenia od osi optycznej są małe: $0 \leq \rho \lesssim r_g$

$$\mathcal{A}(x_i, x_0) = -\sqrt{\mu_0} \frac{e^{ikf(1+{x_i}^2/2f^2)}}{i\lambda f} \iint\limits_{|\boldsymbol{x}|^2 \leq (d/2)^2} \mathrm{d}^2 x J_0(\alpha |x + x_0|) e^{-\eta_i(\boldsymbol{x}\cdot\boldsymbol{n_i})}, \tag{10}$$

gdzie $\alpha = k\sqrt{\frac{2r_g}{\bar{z}}}$ oraz $\eta_i = k\frac{\rho_i}{f}$ dwie odpowiednie częstotliwości przestrzenne.

Obszary powstałe przez zachowanie funkcji Bessela

$\alpha = 48,98(1\mu m/\lambda)(650\text{AU}/\bar{z})^{\frac{1}{2}}\text{m}^{-1}$. Także zauważono, że $(\alpha\rho_0)$ określa zachowanie funkcji Bessela, co daje trzy naturalnie oddzielone obszary o różnych własnościach optycznych.

1. Małe odchylenia $(\alpha\rho_0) \ll 1$. Przesunięcia od osi optycznej: $0 \leq \rho_0 \ll 1/\alpha = 2,04 \cdot 10^{-2}(\lambda/1\mu\text{m})(\bar{z}/650\text{AU})^{\frac{1}{2}}\text{m}$
2. Średnie odchylenia $(\alpha\rho_0) \approx 1$. Przesunięcia od osi optycznej: $1/\alpha \leq \rho_0 \approx 10/\alpha = 20(\bar{z}/650\text{AU})^{\frac{1}{2}}\text{cm}$
3. Duże odchylenia $(\alpha\rho_0) \gg 1$. Przesunięcia: $\rho_0 > 10/\alpha \approx 20(\bar{z}/650\text{AU})^{\frac{1}{2}}\text{cm}$

1. Małe przesunięcia teleskopu od osi optycznej $|x_0| \ll d$ i małe odchylenia $\alpha\rho_0 \ll 1$

Rozwijamy wyraz $|x + x_0|$ do pierwszego rzędu biorąc pod uwagę, że $\rho_0 \ll |x|$:

$$|x + x_0| = \rho + \mathcal{O}(\rho_0) \tag{11}$$

$$\mathcal{A}\left(\mathrm{x}_i\right) = i\sqrt{\mu_0}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)\left(\frac{2}{\left(\alpha^2 - \eta_i^2\right)\frac{d}{2}}\left(\alpha J_0\left(\eta_i\frac{d}{2}\right)J_1\left(\alpha\frac{d}{2}\right) - \eta_i J_0\left(\alpha\frac{d}{2}\right)J_1\left(\eta_i\frac{d}{2}\right)\right) + \mathcal{O}\left(\alpha\rho_0\right)\right)e^{ikf\left(1+\mathbf{p}^2/2f^2\right)} \tag{12}$$

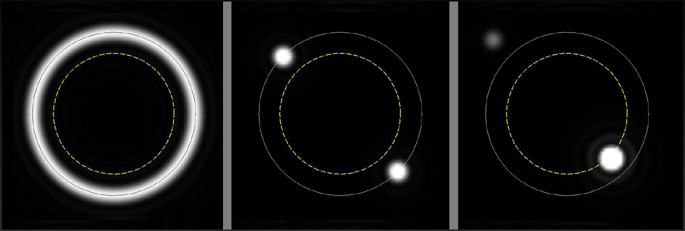
$$S_z\left(\rho_i\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2\mu_0\left(\frac{2}{\left(\alpha^2 - \eta_i^2\right)\frac{1}{2}d}\left(\alpha J_0\left(\eta_i\frac{1}{2}d\right)J_1\left(\alpha\frac{1}{2}d\right) - \eta_i J_0\left(\alpha\frac{1}{2}d\right)J_1\left(\eta_i\frac{1}{2}d\right)\right)\right)^2 \tag{13}$$

$$S_z^0\left(\rho_i\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2\left(\frac{2J_1\left(\frac{1}{2}kd\frac{\rho_i}{f}\right)}{\frac{1}{2}kd\frac{\rho_i}{f}}\right)^2 \tag{14}$$

$$S_z(0) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2\mu_0\left(\frac{2J_1\left(\frac{1}{2}kd\sqrt{\frac{2r_g}{\bar{z}}}\right)}{\frac{1}{2}kd\sqrt{\frac{2r_q}{\bar{z}}}}\right)^2 \tag{15}$$

$$\mu_{\mathrm{det}}^0 = \mu_0\left(\frac{2J_1\left(\frac{1}{2}kd\sqrt{\frac{2r_g}{\bar{z}}}\right)}{\frac{1}{2}kd\sqrt{\frac{2r_q}{\bar{z}}}}\right)^2 \simeq 2.02\times 10^7\left(\frac{\lambda}{1\,\mu\mathrm{m}}\right)^2\left(\frac{\bar{z}}{650\mathrm{AU}}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{1\,\mathrm{m}}{d}\right)^3 \tag{16}$$

Przesunięcia od osi optycznej



Rysunek 5: Wykresy gęstości znormalizowanej symulujące obrazy pojawiające się na matrycy optycznej 1-metrowego teleskopu o ograniczonej dyfrakcji. Obserwacje na długości fali = 1 μm, w odległości 1000 AU od Słońca, w różnych pozycjach względem osi optycznej SGL. Po lewej: teleskop jest ustawiony na osi optycznej, $\rho_0 = 0$, zgodnie z równaniem (13). Środek: teleskop jest ustawiony kilka metrów od osi optycznej w kierunku $\phi_0 = -\pi/4$, ale nadal w obszarze silnej interferencji (23). Po prawej: teleskop jest ustawiony w obszarze słabej interferencji, $\rho_0 \gtrsim R_\odot$ od osi optycznej, z mniejszym i większym obrazem. Słońce jest zaznaczone przerywaną linią, zaś pierścień Einsteina jest pokazany jako linia ciągła.

Małe przesunięcia: pierścień Einsteina

$$S_z\left(\rho_i^{\mathrm{ER}}\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2 \mu_0 \left(J_0^2\left(\frac{1}{2}kd\sqrt{\frac{2r_g}{\bar{z}}}\right) + J_1^2\left(\frac{1}{2}kd\sqrt{\frac{2r_g}{\bar{z}}}\right)\right)^2 \tag{17}$$

$$J_0(x) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right) + \mathcal{O}\left(x^{-1}\right) \quad \text{and} \quad J_1(x) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\sin\left(x - \frac{\pi}{4}\right) + \mathcal{O}\left(x^{-1}\right) \tag{18}$$

$$S_z\left(\rho_i^{\mathrm{ER}}\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2 \left(\frac{8\lambda\bar{z}}{\pi^2 d^2}\right) \tag{19}$$

$$\mu_{\mathrm{ER}} = \frac{8\lambda\bar{z}}{\pi^2 d^2} = 7.88 \times 10^7 \left(\frac{\lambda}{1\mu\mathrm{m}}\right)\left(\frac{\bar{z}}{650\mathrm{AU}}\right)\left(\frac{1\ \mathrm{m}}{d}\right)^2 \tag{20}$$

3. Duże przesunięcia teleskopu od osi optycznej $\rho_0 \gg d$ i duże odchylenia $\alpha\rho_0 \gg 1$

Rozwijamy argument funkcji Bessela podobnie, tylko z założeniem: $|\mathrm{x}| \ll \rho_0$

$$|\mathrm{x} + \mathrm{x}_0| = \rho_0 + (\mathrm{x} \cdot \mathrm{n}_0) + \mathcal{O}\left(\rho^2\right) \tag{21}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}\left(\mathrm{x}_i, \mathrm{x}_0\right) = & \sqrt{\mu_0} E_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi\alpha\rho_0}} \left(\frac{kd^2}{8f}\right) e^{i\left(kf\left(1+p^2/2f^2\right)+\frac{\pi}{2}\right)} \times \\
& \times \left\{ e^{i\left(\alpha\rho_0 - \frac{\pi}{4}\right)} \left(\frac{2J_1\left(u_+ \frac{1}{2}d\right)}{u_+ \frac{1}{2}d} - \frac{id}{2\rho_0} \cos\left(\phi_0 - \epsilon_+\right) \frac{2J_2\left(u_+ \frac{1}{2}d\right)}{u_+ \frac{1}{2}d}\right) + \right. \\
& \left. + e^{-i\left(\alpha\rho_0 - \frac{\pi}{4}\right)} \left(\frac{2J_1\left(u_- \frac{1}{2}d\right)}{u_- \frac{1}{2}d} - \frac{id}{2\rho_0} \cos\left(\phi_0 - \epsilon_-\right) \frac{2J_2\left(u_- \frac{1}{2}d\right)}{u_- \frac{1}{2}d}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{d^2}{\rho_0^2}\right)\right.
\end{aligned} \tag{22}$$

Duże przesunięcia: pierścień Einsteina i wektor Poytinga

$$S_z\left(\mathrm{x}_i, \mathrm{x}_0\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2 \frac{\sqrt{2r_g\bar{\bar{z}}}}{2\rho_0}\left\{\left(\frac{2J_1\left(u_+\frac{1}{2}d\right)}{u_+\frac{1}{2}d}\right)^2 + \left(\frac{2J_1\left(u_-\frac{1}{2}d\right)}{u_-\frac{1}{2}d}\right)^2 + \mathcal{O}\left(\frac{d^2}{\rho_0^2}\right)\right\} \tag{23}$$

$$S_z\left(\rho_i^{\mathrm{ER}}, \phi_i, \mathrm{x}_0\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2 \frac{\sqrt{2r_g\bar{\bar{z}}}}{2\rho_0}\left\{\left(\frac{2J_1\left(\alpha d\sin\frac{1}{2}\left(\phi_i-\phi_0\right)\right)}{\alpha d\sin\frac{1}{2}\left(\phi_i-\phi_0\right)}\right)^2 + \left(\frac{2J_1\left(\alpha d\cos\frac{1}{2}\left(\phi_i-\phi_0\right)\right)}{\alpha d\cos\frac{1}{2}\left(\phi_i-\phi_0\right)}\right)^2\right\} \tag{24}$$

Obrazowanie w optyce geometrycznej i obszary słabej interferencji

Słaba interferencja: Pole EM

$$\begin{pmatrix} D_\theta \\ B_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_\phi \\ -D_\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi \\ \sin\phi \end{pmatrix} e^{-i\omega t}\gamma(r,\theta) + \mathcal{O}\left(r_g^2, \theta^2, b/z_0\right) \tag{25}$$

$$\begin{pmatrix} D_\theta \\ B_\theta \end{pmatrix}_{\text{in/sc}} = \begin{pmatrix} B_\phi \\ -D_\phi \end{pmatrix}_{\text{in/sc}} = E_0 \mathcal{A}_{\text{in/sc}}(\tilde{r},\theta) e^{i\left(k\left(r+r_0+r_g \ln 4k^2 r r_0\right)-\omega t\right)} \begin{pmatrix} \cos\phi \\ \sin\phi \end{pmatrix} \tag{26}$$

$$\mathcal{A}_{\rm in}(\tilde{r},\theta) = a_{\rm in}(\tilde{r},\theta)\exp\left[-ik\left\{\frac{1}{4}\theta\left(\tilde{r}\theta + \sqrt{\tilde{r}^2\theta^2 + 8r_g\tilde{r}}\right)\right) - r_g + 2r_g \ln \frac{1}{2}k\left(\tilde{r}\theta + \sqrt{\tilde{r}^2\theta^2 + 8r_g\tilde{r}}\right)\right\}\right], \tag{27}$$

$$\mathcal{A}_{\rm sc}(\tilde{r},\theta) = a_{\rm sc}(\tilde{r},\theta)\exp\left[-ik\left\{\frac{1}{4}\theta\left(\tilde{r}\theta - \sqrt{\tilde{r}^2\theta^2 + 8r_g\tilde{r}}\right)\right) - r_g + 2r_g \ln \frac{1}{2}k\left(\tilde{r}\theta - \sqrt{\tilde{r}^2\theta^2 + 8r_g\tilde{r}}\right)\right\}\right], \tag{28}$$

gdzie składowe r-owe zachowują się jak $(E_r, H_r)_{in/sc} \sim \mathcal{O}(\rho/r, b/r_0)$. Transformacja wyniku na współrzędne walcowe (ρ, ϕ, z):

$$\begin{pmatrix} E_\rho \\ H_\rho \end{pmatrix}_{\text{in/sc}} = \begin{pmatrix} H_\phi \\ -E_\phi \end{pmatrix}_{\text{in/sc}} = E_0 \mathcal{A}_{\text{in/sc}}(\tilde{r},\theta) e^{i\left(k\left(r+r_0+r_g \ln k^2 r r_0\right)-\omega t\right)} \begin{pmatrix} \cos\bar{\phi} \\ \sin\bar{\phi} \end{pmatrix}, \tag{29}$$

gdzie składowe z-owe zachowują się jak $(E_z, H_z)_{in/sc} \sim \mathcal{O}(\rho/z, \sqrt{2r_g z}/z_0)$, zaś $\bar{\phi}$ odpowiada obróconej osi $\bar{z}$.

Ogromne przesunięcia od osi optycznej

W danym przypadku osiągamy dobre przybliżenia dla optyki geometrycznej.

$$\begin{pmatrix} E_\rho \\ H_\rho \end{pmatrix}_{\text{in/sc}} = \begin{pmatrix} H_\phi \\ -E_\phi \end{pmatrix}_{\text{in/sc}} = E_0 \mathcal{A}_{\text{in /sc}} (\mathrm{x}, \mathrm{x}_0)\, e^{i\left(k\left(r+r_0+r_g \ln k^2 r r_0\right)-\omega t\right)} \begin{pmatrix} \cos\bar{\phi} \\ \sin\bar{\phi} \end{pmatrix} \tag{30}$$

$$\mathcal{A}_{\mathrm{in}}(\mathrm{x}, \mathrm{x}_0) = a_{\mathrm{in}}(\rho_0, \tilde{r}) \exp\left(i\delta\varphi_{\mathrm{in}}(\rho_0, \tilde{r}) - i\left(\xi_{\mathrm{in}}(\mathrm{x}\cdot\mathbf{n}_0) + \eta_i(\mathrm{x}\cdot\mathbf{n}_i)\right)\right) \tag{31}$$

$$\mathcal{A}_{\mathrm{sc}}(\mathrm{x}, \mathrm{x}_0) = a_{\mathrm{sc}}(\rho_0, \tilde{r}) \exp\left(i\delta\varphi_{\mathrm{sc}}(\rho_0, \tilde{r}) + i\left(\xi_{\mathrm{sc}}(\mathrm{x}\cdot\mathbf{n}_0) - \eta_i(\mathrm{x}\cdot\mathbf{n}_i)\right)\right) \tag{32}$$

Wyznaczając postać $a_{in/sc}$ i $\delta\phi_{in/sc}$, dostajemy:

$$\mathcal{A}_{\mathrm{in}}(\mathrm{x}_i, \mathrm{x}_0) = \left(\frac{kd^2}{8f}\right)\left\{a_{\mathrm{in}}\left(\frac{2J_1\left(v_+\frac{1}{2}d\right)}{v_+\frac{1}{2}d}\right) e^{i\left(kf\left(1+\mathbf{x}_i^2/2f^2\right)+\delta\varphi_{\mathrm{in}}(\rho_0,\bar{r})+\frac{\pi}{2}\right)} + \mathcal{O}\left(r_g^2\right)\right\} \tag{33}$$

$$\mathcal{A}_{\mathrm{sc}}(\mathrm{x}_i, \mathrm{x}_0) = \left(\frac{kd^2}{8f}\right)\left\{a_{\mathrm{sc}}\left(\frac{2J_1\left(v_-\frac{1}{2}d\right)}{v_-\frac{1}{2}d}\right) e^{i\left(kf\left(1+\mathbf{x}_i^2/2f^2\right)+\delta\varphi_{\mathrm{sc}}(\rho_0,\bar{r})+\frac{\pi}{2}\right)} + \mathcal{O}\left(\frac{r_g\rho_0^2}{\tilde{r}^3}\right)\right\} \tag{34}$$

Ogromne przesunięcia od osi optycznej: wektor Poytinga

Słaby pik poza pierścieniem Einsteina:

$$S_{\text{geom.o.}}\left(\xi_i^{\text{in}}, x_0\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2 \left\{\left(\frac{2J_1\left(\xi_{\text{in}}\, d\cos\frac{1}{2}\left(\phi_i-\phi_0\right)\right)}{\xi_{\text{in}}\, d\cos\frac{1}{2}\left(\phi_i-\phi_0\right)}\right)^2 + \mathcal{O}\left(r_g^2\right)\right\} \tag{35}$$

Mocny pik wewnątrz pierścienia Einteina:

$$S_{\text{weak.int.}}\left(\mathrm{x}_i, \mathrm{x}_0\right) = \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2 \left\{a_{\mathrm{in}}^2\left(\frac{2J_1\left(v_+\frac{1}{2}d\right)}{v_+\frac{1}{2}d}\right)^2 + a_{\mathrm{sc}}^2\left(\frac{2J_1\left(v_-\frac{1}{2}d\right)}{v_-\frac{1}{2}d}\right)^2 + \mathcal{O}\left(\frac{r_g\rho_0^2}{\tilde{r}^3}\right)\right\} \tag{36}$$

Rozkład natężenia na pierścieniu Einsteina:

$$\begin{aligned} S_{\text{weak.int.}}\left(\xi_i^{\mathrm{ER}\pm}, \mathrm{x}_0\right) &= \frac{cE_0^2}{8\pi}\left(\frac{kd^2}{8f}\right)^2 \cdot \\ \cdot\left\{\left(\frac{2J_1\left(\xi_{\mathrm{in}}d\cos\frac{1}{2}(\phi_i-\phi_0)\right)}{\xi_{\text{in}}\, d\cos\frac{1}{2}(\phi_i-\phi_0)}\right)^2 \right. &+ \left.\left(\frac{2r_g\tilde{r}}{\rho_0^2}\right)^2\left(\frac{2J_1\left(\xi_{\mathrm{sc}}d\sin\frac{1}{2}(\phi_i-\phi_0)\right)}{\xi_{\mathrm{sc}}d\sin\frac{1}{2}(\phi_i-\phi_0)}\right)^2\right\} \end{aligned} \tag{37}$$

Podsumowanie badań

- Zbadaliśmy proces tworzenia obrazu oraz rozkład natężenia pola EM,
- Rozpatrzyliśmy kilka obszarów o różnych własnościach optycznych,
- Ustaliliśmy wymagania do teleskopu, by można było zastosować na nim koronograf i uchwycić obraz pierścienia Einsteina,
- Rozpatrzyliśmy obszary silnej interferencji w bezpośredniej odległości od osi optycznej,
- Rozpatrzyliśmy obszary słabej interferencji i optyki geometrycznej i opisaliśmy zjawisko mikrosoczewkowania grawitacyjnego z punktu widzenia optyczno-falowego.

Przyszłość badań

- Praktyczne zastosowanie SGL
- Badanie i tworzenie odpowiednich narzędzi do przyszłych misji

Prace są wykonywane częściowo w Jet Propulsion Laboratory i California Institute of Technology pod kontraktem z NASA.

Bibliografia

[1] S. G. Turyshev and V. T. Toth, Phys. Rev. D 101, 044048 (2020), arXiv:1911.03260 [gr-qc].
[2] S. G. Turyshev, Phys. Rev. D 95, 084041 (2017), arXiv:1703.05783 [gr-qc].
[3] S. G. Turyshev and V. T. Toth, Phys. Rev. D 96, 024008 (2017), arXiv:1704.06824 [gr-qc].
[4] S. G. Turyshev and V. T. Toth, Phys. Rev. D 99, 024044 (2019), arXiv:1810.06627 [gr-qc].
[5] S. G. Turyshev et al., Direct Multipixel Imaging and Spectroscopy of an Exoplanet with a Solar Gravity Lens Mission, The Final Report for the NASA's Innovative Advanced Concepts (NIAC) Phase I proposal (2018), arXiv:1802.08421.
[6] S. G. Turyshev and V. T. Toth, Phys. Rev. A 97, 033810 (2018), arXiv:1801.06253 [physics.optics].
[7] S. G. Turyshev and V. T. Toth, Phys. Rev. D 98, 104015 (2018), arXiv:1805.10581 [gr-qc].
[8] S. G. Turyshev and V. T. Toth, Journal of Optics 21, 045601 (2019), arXiv:1805.00398 [physics.optics].
[9] S. G. Turyshev and V. T. Toth, Phys. Rev. D100, 084018 (2019), arXiv:1908.01948 [gr-qc].
[10] S. G. Turyshev and V. T. Toth, submitted, Phys. Rev. D (2019), arXiv:1909.03116 [gr-qc].
[11] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light (Cambridge University Press; 7th edition, October 13, 1999).
[12] https://en.wikipedia.org/wiki/Einstein_ring

Dziękuję za uwagę!