

# Polaryzacja CMB

Jakub Mielczarek

17 kwietnia 2009

- Mikrofalowe promieniowanie tła powstało podczas fazy tzw. rekombinacji tzn. kiedy pierwotna plazma (zjonizowany wodór) uległa rekombinacji i stała się przezroczysta dla fotonów.
- Rekombinacja nastąpiła przy energiach  $kT_\gamma \approx 0.3$  eV a nie jak można naiwnie sądzić 13.6 eV. Wynika to z niskiego stosunku liczby barionów do liczny fotonów  $\eta = n_B/n_\gamma \approx 2.4 \cdot 10^{-8} \Omega_b h^2$ .
- CMB ma widmo ciała doskonale czarnego o temperaturze  $T_0 = 2.7$  K. Ponieważ  $T_\gamma = T_0(1 + z_*)$  dostajemy dla epoki rejonizacji redshift  $z_* \simeq 1089$ .
- W pierwotnej plazmie fotony ulegały rozpraszaniu na swobodnych elektronach  $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$  (rozpraszanie Thomsona). Ponieważ  $kT_\gamma \ll m_e c^2 = 0.511$  MeV rozpraszanie jest elastyczne.

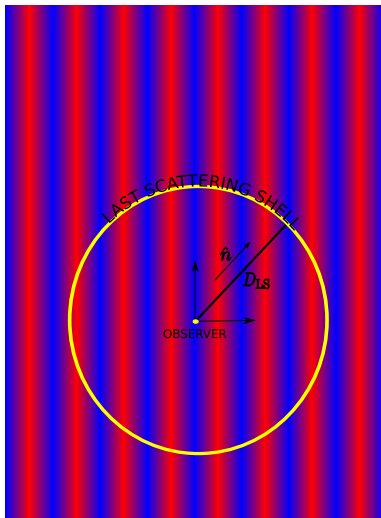
# Powłoka ostatniego rozproszenia

Wszystkie fotony CMB które dzisiaj obserwujemy pochodzą z tzw. powłoki ostatniego rozproszenia (LSS) na

$$z_* \simeq 1089.$$

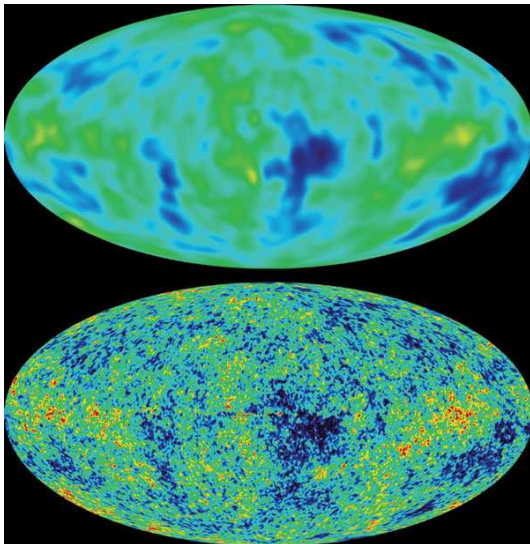
Odległość do LSS można wyznaczyć w oparciu o ustalony model kosmologiczny. Np. dla LCDM mamy

$$\begin{aligned} D_{LS} &= \frac{c}{H_0} \int_0^{z_*} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z)^3}} \\ &= 1.4 \cdot 10^4 \text{Mpc}. \end{aligned}$$



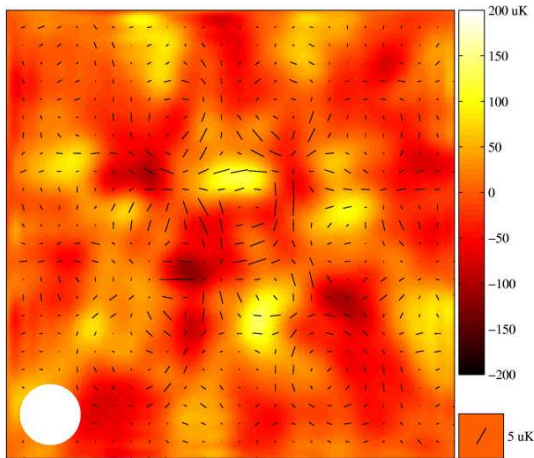
# Fluktuacje temperatury CMB

COBE 1992 (górną) & WMAP 2003 (dół)



# Polaryzacja CMB

Pierwszej rejestracji polaryzacji CMB dokonał w 2002 roku Degree Angular Scale Interferometer (DASI).

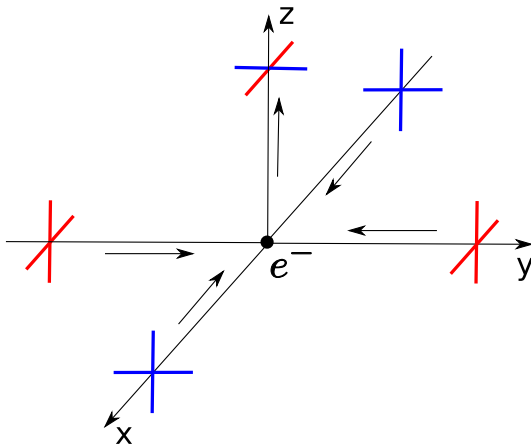


Map is 5 degrees square

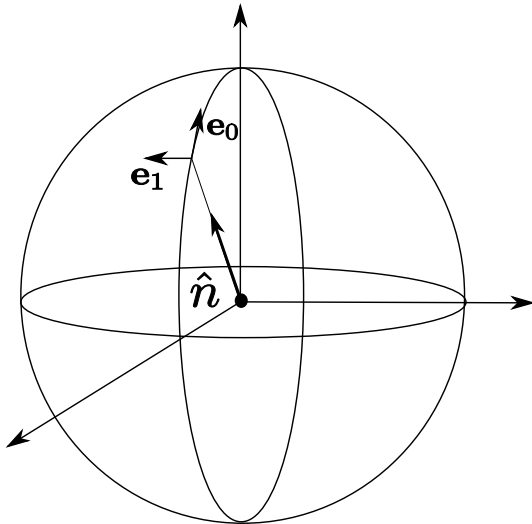
# Jak wytworzyć polaryzację?

Rozpraszanie Thomsona:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\hat{\epsilon}' \cdot \hat{\epsilon}|^2$$



# Jak opisać polaryzację?



Wektor pola elektrycznego możemy rozłożyć w bazie  $\{\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_1\}$ , wtedy

$$\mathbf{E} = a_0 \cos(\omega t - \xi_0) \mathbf{e}_0 + a_1 \cos(\omega t - \xi_1) \mathbf{e}_1$$

Do opisu stanu polaryzacji wykorzystujemy parametry Stokesa

$$I = a_0^2 + a_1^2,$$

$$Q = a_0^2 - a_1^2,$$

$$U = 2a_0a_1 \cos(\xi_0 - \xi_1),$$

$$V = 2a_0a_1 \sin(\xi_0 - \xi_1).$$

Rozpraszanie Thomsona nie produkuje polaryzacji kołowej. Dlatego do opisu stopnia polaryzacji mikrofalowego promieniowania tła wystarczą parametry Q i U.



Obrót bazy  $(\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_1)$  o kąt  $\psi$  w okół wektora  $\hat{n}$  daje

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}'_0 \\ \mathbf{e}'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_0 \\ \mathbf{e}_1 \end{pmatrix}$$

co prowadzi do transformacji parametrów Stokesa

$$\begin{pmatrix} Q' \\ U' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\psi & \sin 2\psi \\ -\sin 2\psi & \cos 2\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix}$$

$$Q \pm iU \rightarrow Q' \pm iU' = e^{\mp 2i\psi} (Q \pm iU)$$

Funkcje o spinie  $s$  na sferze

$${}_s f'(\theta, \phi) = e^{-is\psi} {}_s f(\theta, \phi)$$

można rozbić na harmoniki  $s$ -spinowe Newmana-Penrosea. Funkcje  $Q \pm iU$  mają odpowiednio spiny  $\pm 2$ .

Funkcje skalrne (spin zero) na sferze możemy rozłożyć w bazie harmoników sferycznych  $Y_{lm}(\hat{n})$ .

## Fluktuacje temperatury CMB

Temperaturę CMB możemy rozłożyć w bazie harmoników sferycznych

$$T(\hat{n}) = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}).$$

Analogicznie funkcje o spinie  $s$  na sferze możemy rozłożyć w bazie harmoników spinowych  ${}_s Y_{lm}(\hat{n})$  (funkcje Newman-Penrose). Dlatego funkcje  $Q \pm iU$  o spinach  $\pm 2$  możemy rozłożyć w bazie funkcji  ${}_{\pm 2} Y_{lm}(\hat{n})$ . Funkcje  ${}_s Y_{lm}(\hat{n})$  mają jednak bardzo przydatną własność która znacznie uprości ten opis. Mianowicie można obniżać lub zwiększać ich spin działając odpowiednio operatorem  $\hat{\sigma}$  lub  $\hat{\sigma}^\dagger$ .

# Składowe polaryzacji E i B

Na funkcję

$$(Q \pm iU)(\hat{n}) = \sum_{lm} a_{\pm 2, lm \pm 2} Y_{lm}(\hat{n}).$$

działamy operatorami  $\bar{\partial}^2$  lub  $\partial^2$  dostając

$$E(\hat{n}) = \sum_{lm} a_{E, lm} Y_{lm}(\hat{n})$$

$$B(\hat{n}) = \sum_{lm} a_{B, lm} Y_{lm}(\hat{n})$$

gdzie

$$a_{E, lm} = -\frac{a_{2, lm} + a_{-2, lm}}{2}, \quad a_{B, lm} = i\frac{a_{2, lm} - a_{-2, lm}}{2}.$$

# Własności funkcji E i B

Funkcje E i B są niezmiennicze względem obrotów

$$\begin{aligned}E(\hat{n}) &= E(\hat{n}' = \mathcal{R}\hat{n}), \\B(\hat{n}) &= B(\hat{n}' = \mathcal{R}\hat{n})\end{aligned}$$

gdzie  $\mathcal{R} \in SO(2)$ .

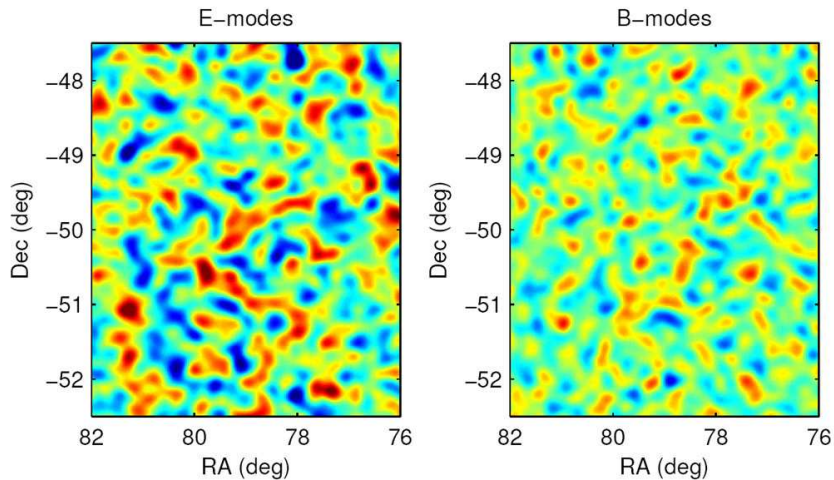
Pod działaniem transformacji parzystości funkcje E i B transformują się jak

$$\begin{aligned}E'(\hat{n}') &= E(\hat{n}), \\B'(\hat{n}') &= -B(\hat{n}).\end{aligned}$$

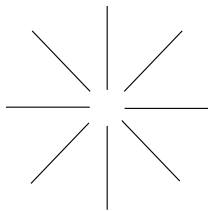
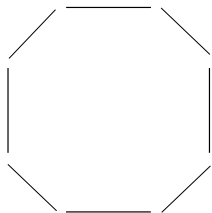
Za pomocą funkcji skalarnych E i B możemy zbudować wektor polaryzacji

$$V_a = \nabla_a E + \epsilon_{ab} \nabla_b B.$$

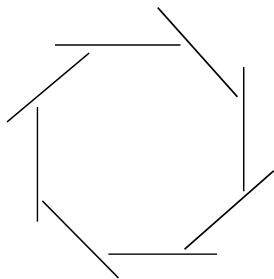
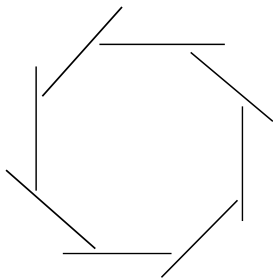
# QUaD (2008)



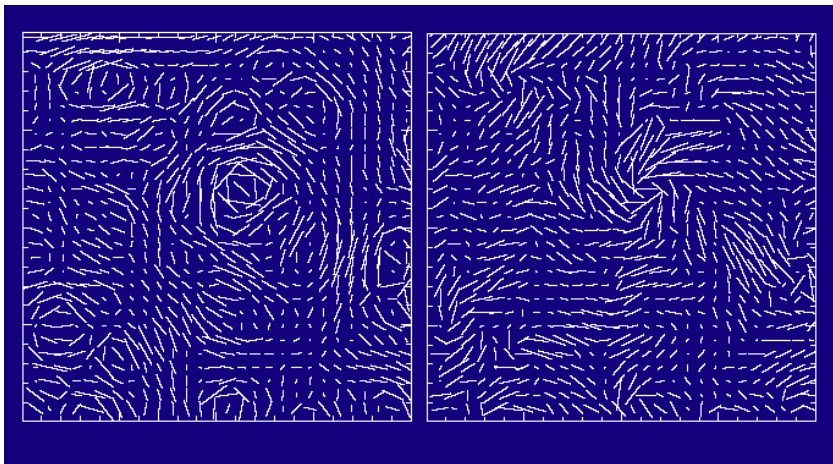
E

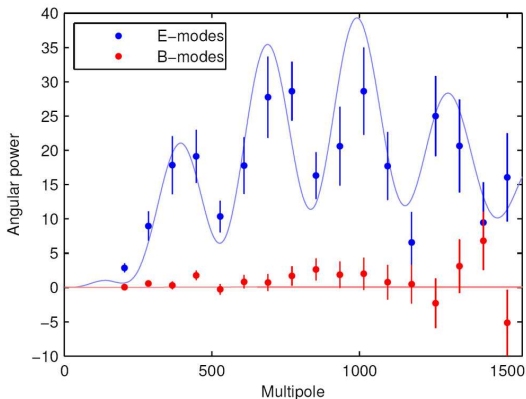


B



## Polaryzacja E (lewa) i B (prawa)





$$\frac{l(l+1)C_l^E}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sum_m \langle a_{E,lm}^* a_{E,lm} \rangle, \quad \frac{l(l+1)C_l^B}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sum_m \langle a_{B,lm}^* a_{B,lm} \rangle$$



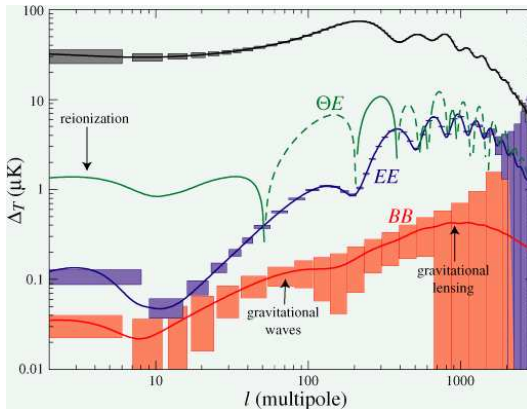
# Źródła pierwotne i wtórne polaryzacji

Źródła pierwotne:

- zaburzenia skalarne  $\rightarrow E$
- zaburzenia tensorowe (fale grawitacyjne)  $\rightarrow E, B$

Źródła wtórne:

- Rejonizacja  $\rightarrow E, B$
- Słabe soczewkowanie grawitacyjne, konwersja  $E \rightarrow B$
- Pole magnetyczne, konwersja  $E \rightarrow B$



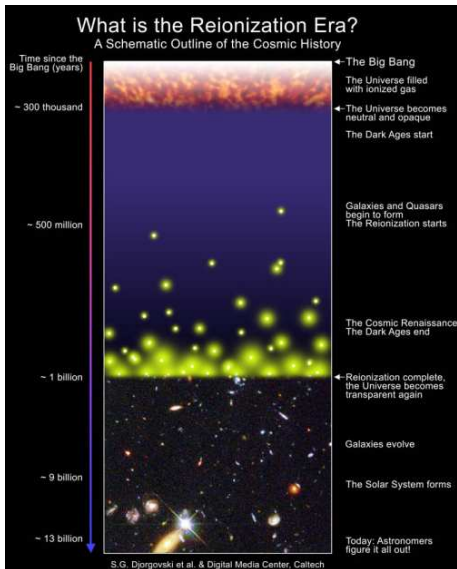
Do opisu własności CMB wystarczy podać funkcje korelacji  $C_{TT}$ ,  $C_{TE}$ ,  $C_{EE}$ ,  $C_{BB}$ . Pozostałe funkcje jak  $C_{BE}$ ,  $C_{TB}$  znikają z warunku symetrii.

Fluktuacje gęstości plazmy podczas fazy rekombinacji są głównym źródłem polaryzacji CMB. Fluktuacje plazmy zostały zapoczątkowane przez fluktuacje pierwotne wytworzone podczas fazy inflacji. Ważnym parametrem opisującym pierwotne fluktuacje jest stosunek mocy zaburzeń tensorowych do skalarnych

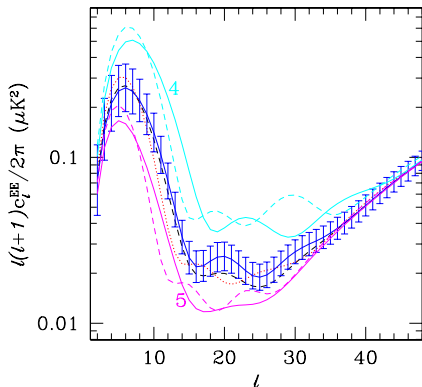
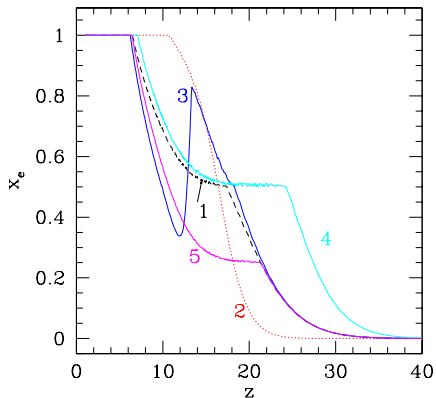
$$r = \frac{\mathcal{P}_T}{\mathcal{P}_S}.$$

Wielkość tego parameteru zależy od skali energii przy której nastąpiła inflacja. Aby zaobserwować polaryzację typu B wytworzoną przez fale grawitacyjne parameter  $r$  musi być dostatecznie duży. Jeśli polaryzacja typu B zostanie zaobserwowana da to nam możliwość wyznaczenia parameterów inflacji!

W wyniku nieliniowej ewolucji zaburzeń powstają Gwiazdy Populacji III. Powstające obiekty wyzwoliły fotojonizację ośrodka międzygwiazdowego. Ponownie zaczyna działać rozpraszanie Thomsona tym razem jednak gęstość elektronów jest znacznie mniejsza.



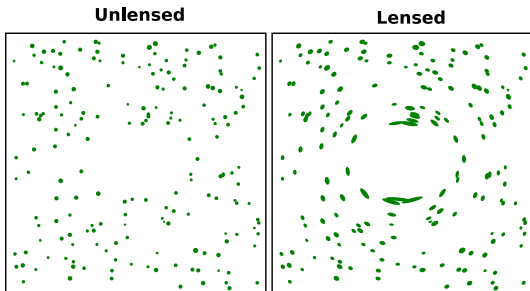
Analizując strukturę pików w widmie EE można badać historię rejonizacji!



Astrophys. J. **595** (2003) 13 [arXiv:astro-ph/0302404]

# Słabe soczewkowanie grawitacyjne

- Następuje transformacja typu E polaryzacji w typ B.
- Jeśli znane jest widmo EE oraz widmo rozkładu materii można przewidzieć kształt widma polaryzacji B.
- Efektywne na dużych  $l$ .
- Nie zależy od  $\nu$ .



Rotacja Faradaya: obrót wektora polaryzacji w plazmie z polem magnetycznym. Efekt rotacji Faradaya jest charakteryzowany przez parameter

$$F = \frac{3}{8\pi^2} \frac{Bc^2}{\nu^2 e}$$

Następuje transformacja typu E polaryzacji w typ B.

Można wykryć wkład od efektu Faradaya wykonując obserwacje na różnych częstościach. (PLANCK - 7 kanałów na częstościach 30-353 GHz).

Pierwotne pole magnetyczne o dzisiejszej wartości  $10^{-9}$  G może obrócić mody E polaryzacji do polaryzacji B o amplitudzie porównywalnej z tą otrzymaną z mikroszczelkowania grawitacyjnego na częstości 30GHz <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Phys. Rev. D **70** (2004) 063003 [arXiv:astro-ph/0405396].

Eksperymenty w trakcie realizacji:

- QUIET
- QUaD
- PLANCK (start planowany na 6 maja 2009)

Eksperymenty planowane:

- EBEX
- BRAIN
- Clover  $r = 0.01$
- CMBPol  $r = 0.01$

Przyszła dekada zapowiada się bardzo owocnie pod względem badań polaryzacji CMB.



