

# 超新星背景ニュートリノとダークエネルギー

2016.1.6 @ 富山  
東京理科大学理工学部 鈴木英之

## DARK ENERGY MODELS AND SUPERNOVA RELIC NEUTRINOS

H. Ono and H. Suzuki MPLA22, 867 (2007)

### 超新星背景ニュートリノ

過去の超新星で放出されたニュートリノが、宇宙膨張により赤方偏移しながら、宇宙空間を（ほぼ）一様に満たしているはず。

- 超新星発生率
- 個々の超新星で放出されるニュートリノのエネルギースペクトル
- 宇宙膨張則

⇒ 現在の超新星背景ニュートリノエネルギースペクトル

$\frac{d^2 R_{\text{CC}}(z, M, Z)}{dM dZ} dZ dM$  : 赤方偏移  $z$  のとき、単位共動体積あたり金属量  $Z \sim Z + dZ$ 、  
初期質量  $M \sim M + dM$  の星が重力崩壊する頻度

## 現在の超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトル

$$\begin{aligned}
 \frac{dF_\nu(E_\nu, t_0)}{dE_\nu} &= c \int_0^{t_0} \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \int_0^{Z_{\max}} \frac{d^2 R_{\text{CC}}(z, M, Z)}{dM dZ} dZ dM \frac{dN_\nu(E'_\nu, M, Z)}{dE'_\nu} \frac{dE'_\nu}{dE_\nu} dt \\
 &\quad dt = -\frac{dz}{(1+z)H(z)}, \quad dE'_\nu = (1+z)dE_\nu \\
 &= c \int_0^{z_{\max}} \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \int_0^{Z_{\max}} \frac{d^2 R_{\text{CC}}(z, M, Z)}{dM dZ} \frac{dN_\nu(E'_\nu, M, Z)}{dE'_\nu} dZ dM \frac{dz}{H(z)} \\
 &\quad H(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} H_0 \\
 &\quad \frac{d^2 R_{\text{CC}}(z, M, Z)}{dM dZ} dZ dM = R_{\text{CC}}(z) \psi_{\text{ZF}}(z, Z) dZ \psi_{\text{IMF}}(M) dM \text{ として} \\
 &= c \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \\
 &\quad \times \left[ R_{\text{CC}}(z) \int_0^{Z_{\max}} \psi_{\text{ZF}}(z, Z) \left\{ \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi_{\text{IMF}}(M) \frac{dN(M, Z, E'_\nu)}{dE'_\nu} dM \right\} dZ \right]
 \end{aligned}$$

# ビッグバンとダークエネルギー

宇宙は高温高密度の状態で始まり膨張している。

ハッブルの法則：遠い銀河ほど、速く遠ざかっている

(光の波長が大きく引き伸ばされていることが観測された)。

Hubble の法則  $v = H_0 \times d$  ( $H_0$ : Hubble 定数：現在の宇宙膨張率)

相対論によると Scale Factor(宇宙の大きさ) に比例して、光の波長  $\lambda$  が伸びる。

波長の伸び具合 (redshift  $z \equiv \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{src}}}{\lambda_{\text{src}}}$ ) から、光が放出された時の宇宙の大きさ

(scale factor)  $a(z) \equiv \frac{1}{1+z}$  がわかる (現在  $z = 0$  の大きさを 1 とする)。

$z$  が大きいほど、宇宙が小さかった昔にでた光なので、その天体までの距離は遠い  
赤方偏移  $z$  と天体の見かけの明るさの関係から、宇宙膨張の情報が得られる。

# 星の進化と超新星爆発

mass loss, metallicity, rotation, binary

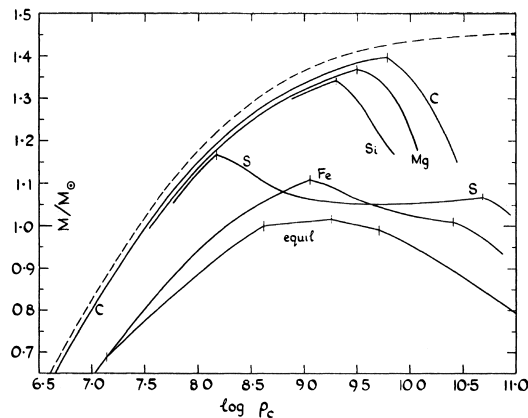
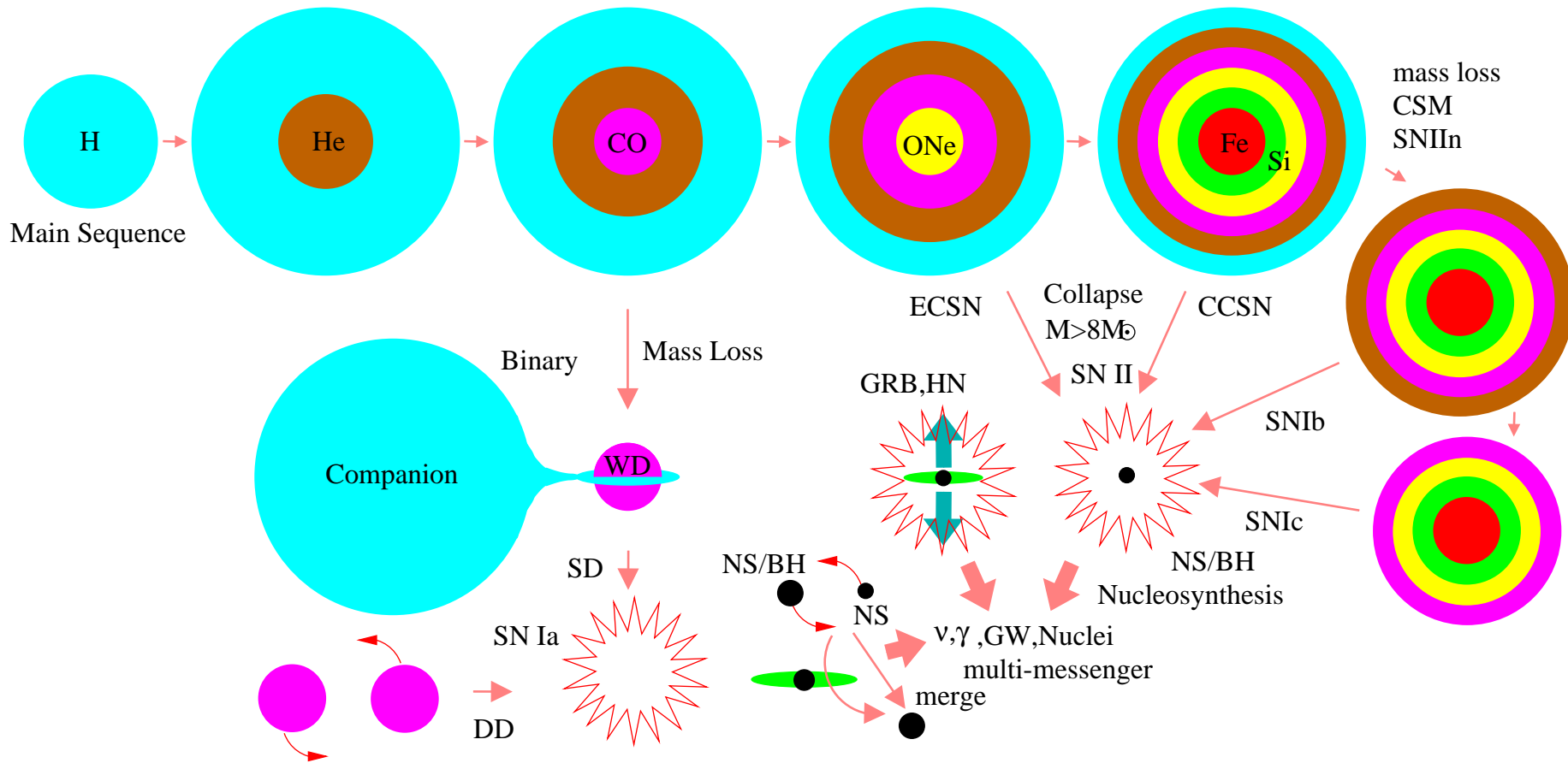


FIG. 2.—The relation between mass  $M$  and central density  $\rho_c$  (in gm/cc) for zero-temperature stars  $\text{He}^4$ ,  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{Mg}^{24}$ ,  $\text{Si}^{28}$ ,  $\text{S}^{32}$ , and  $\text{Fe}^{56}$  and for equilibrium conditions.

白色矮星の限界質量: チャンドラセカル質量

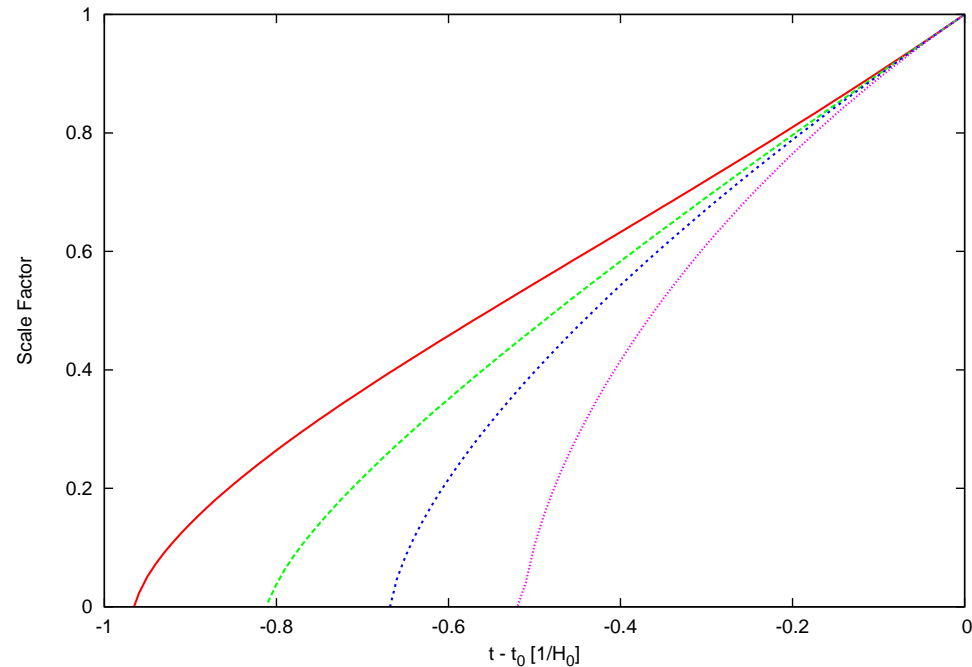
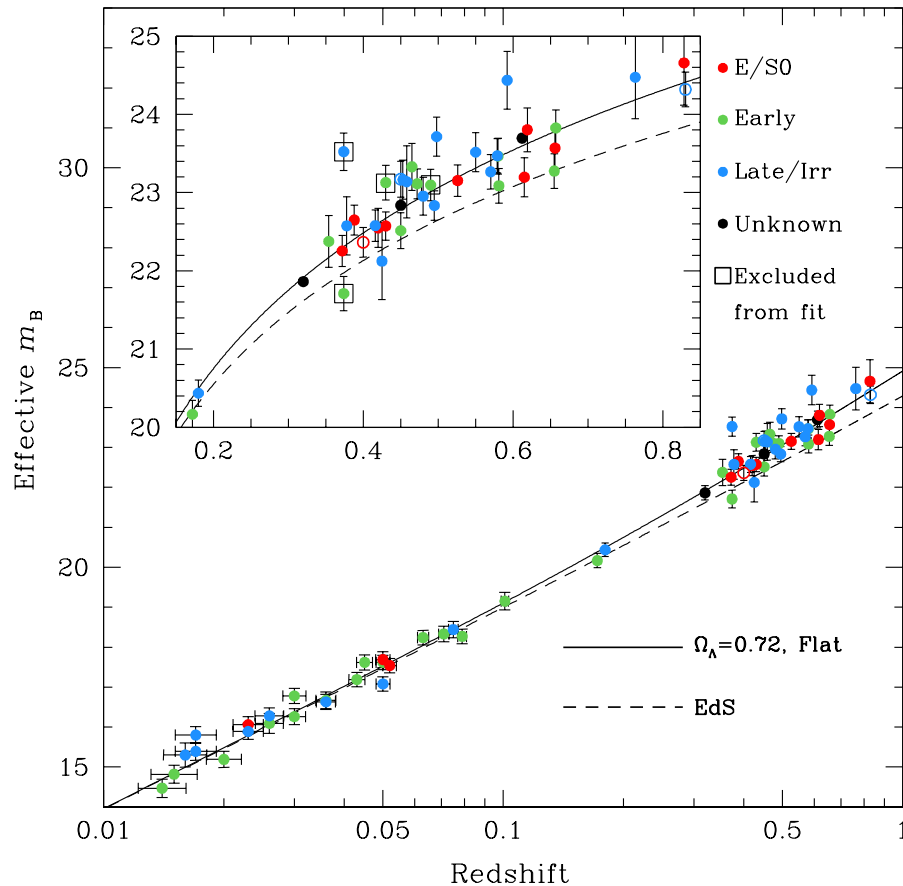
$$M_{\text{ch}} \equiv 1.457 M_{\odot} \left( \frac{Y_e}{0.5} \right)^2$$

$Y_e = \text{電子数/核子数}$

Hamada & Salpeter, ApJ 134(1961) 683

Ia 型超新星: 光度がほぼ一定の標準光源  
爆発時の質量一定, 外層無し

物質間に働く重力 (万有引力) は、お互いを引きつけ合い、宇宙膨張は減速するはず。Perlmutter らは、宇宙の大きさが現在の  $\frac{2}{3}$  くらいだった頃に起こった Ia 型超新星 (明るい標準光源) を automatic に発見するシステムを構築し、その暗さを詳しく調べてみたところ、物質が宇宙を支配している場合の予想値よりも暗かった。



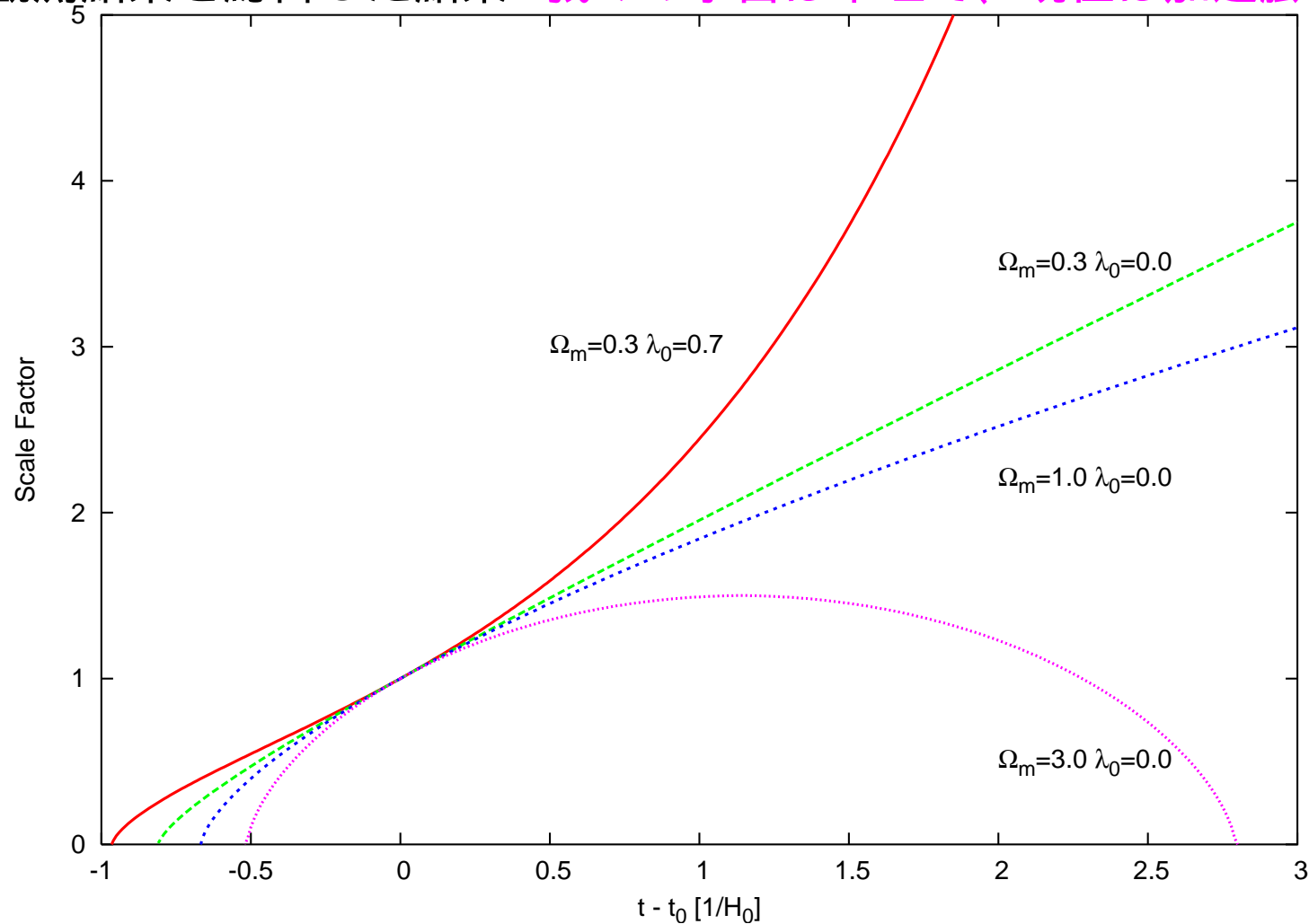
← 昔, 遠い, 暗い

Supernova Cosmology Project:

M. Sullivan *et al.*, astro-ph/0211444

⇒ 反重力的に宇宙膨張を加速する働きをもつダークエネルギーが現在の宇宙を支配している。

宇宙背景輻射の温度揺らぎの観測、銀河分布の詳細な観測，軽元素の存在量などの観測結果を総合した結果: **我々の宇宙は平坦で、現在は加速膨張している。**



**宇宙の年齢 137~138 億歳、膨張速度  $H_0 = 67 \sim 71 \text{km/s/Mpc}$   
通常物質 0.04 ~ 0.05、光 0.00005、ニュートリノ 0.001~0.05  
ダークマター 0.23 ~ 0.27、ダークエネルギー 0.68 ~ 0.73**

## 一般相対論的膨張宇宙

宇宙原理: 大きなスケールで見れば、宇宙は一様 (homogeneous) 等方 (isotropic)

Robertson-Walker 計量 (metric)

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left( \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right)$$

$a(t)$ : scale factor、ここでは現在 ( $t = t_0$ ) の値を 1 に規格化 ( $a(t_0) = 1$ )

$r$ : 共動座標 (comoving coordinate)、 $K$ : 曲率 (curvature)

Einstein 方程式

$$\Rightarrow \begin{cases} H(t)^2 \equiv \left( \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{Kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \\ \frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + 3 \frac{P}{c^2} \right) + \frac{1}{3} \Lambda c^2 \end{cases}$$

$$\text{エネルギー保存則} \quad \frac{d}{dt} (\rho c^2 a^3) + P \frac{d}{dt} a^3 = 0$$

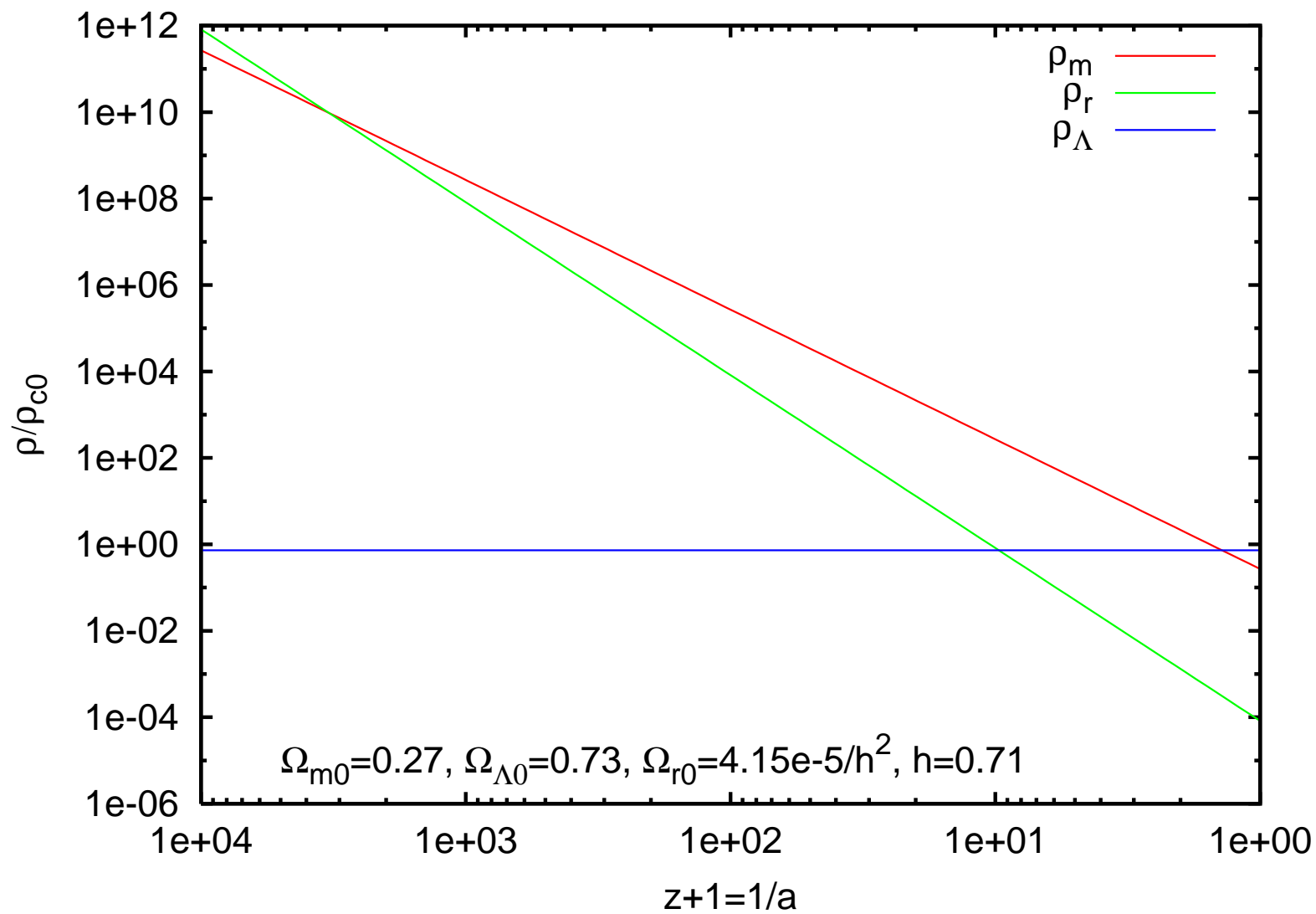
物質の状態方程式  $P = w\rho c^2$ 、エネルギー保存則より  $\rho \propto a^{-3(1+w)}$

非相対論的物質 (matter)  $P_m \ll \rho_m c^2$ 、つまり  $w = 0$ 、 $\rho_m \propto a^{-3}$

相対論的物質 (radiation)  $P_r = \frac{1}{3}\rho_r c^2$ 、つまり  $w = \frac{1}{3}$ 、 $\rho_r \propto a^{-4}$

$$\rho_r \propto T_r^4 \text{ より } T_r \propto a^{-1}$$

宇宙項  $P_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2$ 、つまり  $w = -1$ 、 $\rho_\Lambda$  一定



輻射優勢時代 → ダークマター優勢時代 → ダークエネルギー優勢時代



# ダークエネルギーモデル (Ono and Suzuki, 2007 で取り扱ったもの)

- 宇宙定数 (真空のエネルギー) :  $w = -1$  一定
- $\Lambda$ CDM :  $w \neq -1$  一定
- GCG (Generalized Chaplygin Gas) model:  $\rho = \left(A + \frac{B}{a^{3(1+\alpha)}}\right)^{\frac{1}{1+\alpha}}$ ,  $p = -\frac{A}{\rho^\alpha}$
- holographic dark energy model:  $w$  は変化

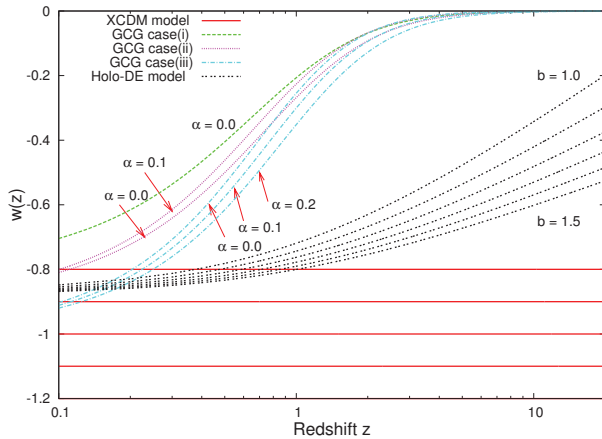


図 5:  $w_X$ ,  $w_{de}$ ,  $w_{holo}$  と赤方偏移  $z$  との関係。

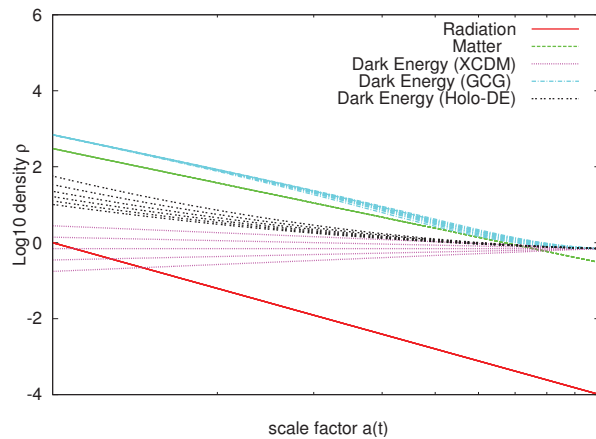


図 6:  $\rho_X$ ,  $\rho_{gcg}$ ,  $\rho_{holo}$  とスケール因子  $a(t)$  との関係。

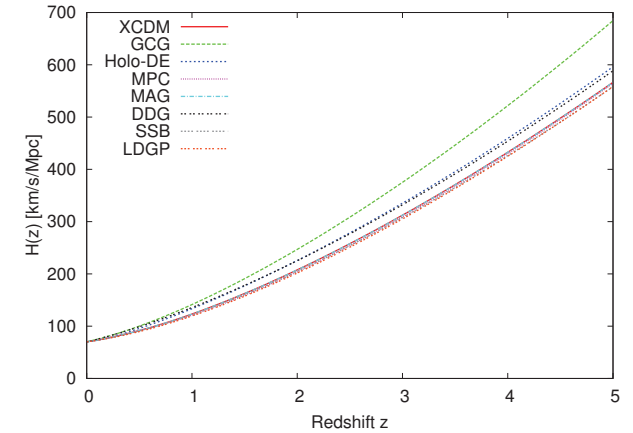


図 4: 様々なダークエネルギーモデルでの  $H(z)$  と赤方偏移  $z$  との関係。

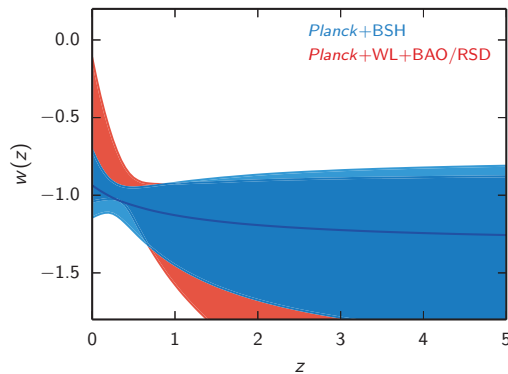


Fig. 5. Reconstructed equation of state  $w(z)$  as a function of redshift (see Sect. 5.1.1), when assuming a Taylor expansion of  $w(z)$  to first-order ( $N = 1$  in Eq. 19), for different combinations of the data sets. The coloured areas show the regions which contain 95% of the models. The central blue line is the median line for *Planck* TT+lowP+BSH. Here *Planck* indicates *Planck* TT+lowP.

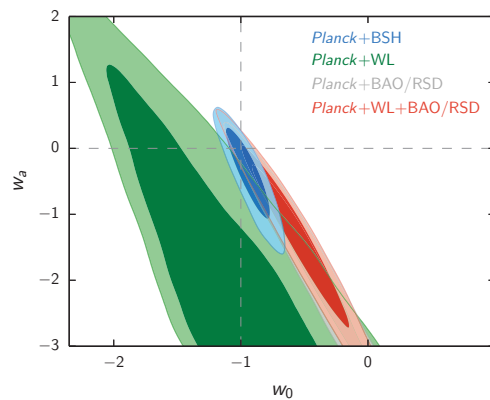
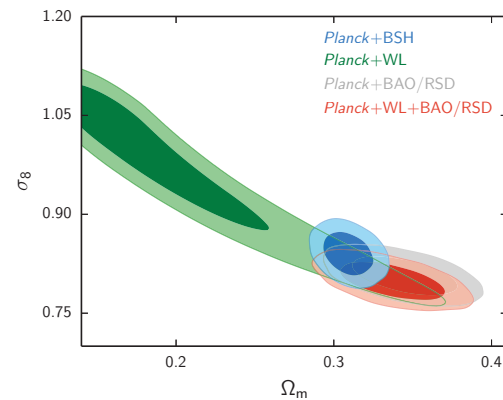


Fig. 4. Marginalized posterior distributions of the  $(w_0, w_a)$  parameterization (see Sect. 5.1.1) for various data combinations. The best constraints come from the priority combination and are compatible with  $\Lambda$ CDM. The dashed lines indicate the point in parameter space  $(-1, 0)$  corresponding to the  $\Lambda$ CDM model. CMB lensing and polarization do not significantly change the constraints. Here *Planck* indicates *Planck* TT+lowP.



## 宇宙モデルと超新星背景ニュートリノ

$$\begin{aligned}
 \frac{dF_\nu(E_\nu, t_0)}{dE_\nu} &= c \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{H_0 \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \\
 &\times \left[ R_{\text{CC}}(z) \int_0^{Z_{\max}} \psi_{\text{ZF}}(z, Z) \left\{ \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi_{\text{IMF}}(M) \frac{dN(M, Z, E'_\nu)}{dE'_\nu} dM \right\} dZ \right] \\
 &= c \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{H(z)} R_{\text{CC}}(z) \left\langle \frac{dN(E'_\nu)}{dE'_\nu} \right\rangle
 \end{aligned}$$

共動体積あたりの重力崩壊型超新星発生率  $R_{\text{CC}}(z) = \zeta_{\text{CC}} \dot{\rho}_*(z)$  が、(共動体積あたりの) 星形成率密度に比例しているとして、その星形成率密度  $\dot{\rho}_*$  を大質量星の放出する紫外線フラックス ( $E \sim E+dE$ ) の観測値 (赤方偏移して  $E_{\text{obs}} \sim E_{\text{obs}}+dE_{\text{obs}}$ ,  $E_{\text{obs}} = \frac{E}{1+z}$ )  $F_\gamma^{\text{obs}}(z) = c E_{\text{obs}} \frac{dn_\gamma(E_{\text{obs}})}{dE_{\text{obs}}} dE_{\text{obs}}$  から求める場合、赤方偏移  $z$  における時間間隔  $dt$  の間に形成された星から出たとき UV バンドだった光子の共動体積あたりの数密度は  $\dot{\rho}_* \left| \frac{dt}{dz} \right| dz \frac{dN_\gamma(E)}{dE} dE = \frac{dn_\gamma(E_{\text{obs}})}{dE_{\text{obs}}} dE_{\text{obs}}$  (ただし、 $\frac{dN_\gamma(E)}{dE} dE$  は形成された星が短い一生のなかで、星になった単位質量あたりに放出する紫外線光子の数) なので、宇宙論に関係しない因子を  $k$  と書いて  $\dot{\rho}_* = k F_\gamma^{\text{obs}}(z) \frac{1}{\left| \frac{dt}{dz} \right|} = k F_\gamma^{\text{obs}}(z) H(z) (1+z)$

超新星背景ニュートリノのフラックスの表式は、

$$\frac{dF_\nu(E_\nu, t_0)}{dE_\nu} = c \int_0^{z_{\max}} \zeta_{\text{CC}} k F_\gamma^{\text{obs}}(z) \left\langle \frac{dN(E'_\nu)}{dE'_\nu} \right\rangle (1+z) dz$$

となり、宇宙モデル依存性がなくなってしまう。

L. J. Hall *et al.*, hep-ph/0607109 のアイデア

超新星の計数によって求めた超新星発生率をつかえば、超新星背景ニュートリノのフラックス計算において宇宙モデル依存性が残る。

H. Ono and H. Suzuki '07

$dt_0$  の間に観測された  $z \sim z + dz$  の重力崩壊型超新星の数:

$$\mathcal{R}_{\text{CC}}^{\text{obs}}(z) dz dt_0 = R_{\text{CC}}(z) dV_{\text{comoving}} dt$$

luminosity distance  $d_L(z) \equiv (1+z) \int_0^z \frac{cdz'}{H(z')}$  を使って、単位赤方偏移あたりの超新星発生率 (現在)  $\mathcal{R}_{\text{CC}}^{\text{obs}}(z)$  と従来の単位共動体積あたりの超新星発生率 (その時期)  $R_{\text{CC}}(z)$  の関係は

$$\mathcal{R}_{\text{CC}}^{\text{obs}}(z) = R_{\text{CC}}(z) \frac{dV_{\text{comoving}}}{dz} \frac{dt}{dt_0} = R_{\text{CC}}(z) \frac{4\pi d_L^2(z) c}{(1+z)^2 H(z)} \frac{1}{1+z}$$

となる。

$C_{\text{SN}}^{\text{obs}}(z) \equiv \frac{(1+z)^3}{4\pi c} \mathcal{R}_{\text{CC}}^{\text{obs}}(z) = R_{\text{CC}}(z) \frac{d_L^2(z)}{H(z)}$  を観測から求めると、これを使って超新

星背景ニュートリノのフラックスは  $\frac{dF_\nu(E_\nu, t_0)}{dE_\nu} = c \int_0^{z_{\text{max}}} C_{\text{SN}}^{\text{obs}}(z) \left\langle \frac{dN(E'_\nu)}{dE'_\nu} \right\rangle \frac{dz}{d_L^2(z)}$

と表現でき、 $d_L(z)$  を通じて宇宙モデル依存性が残る。

具体的な計算 (超新星発生率などは、Hall *et al.* の表式を用いる)

$$C_{\text{SN}}^{\text{obs}}(z) = R_{\text{SN}}^{\text{direct}}(z) \frac{d_L^{\Lambda^2}}{H^\Lambda}, \quad R_{\text{SN}}^{\text{direct}}(z) = \kappa \frac{2^{0.2} \Phi(1.2)}{\left[ \left( \frac{2.2}{1+z} \right)^{5\alpha} + \left( \frac{2.2}{1+z} \right)^{5\beta} \right]^{0.2}}$$

$$\kappa = 0.013 M_\odot^{-1}, \quad \Phi(1.2) = 1.0^{-1.05} M_\odot \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}, \quad \Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$$

3models: SNR1( $\alpha = -2, \beta = -4$ ), SNR2( $\alpha = 2, \beta = 4$ ), SNR3( $\alpha = 0, \beta = 4$ ),

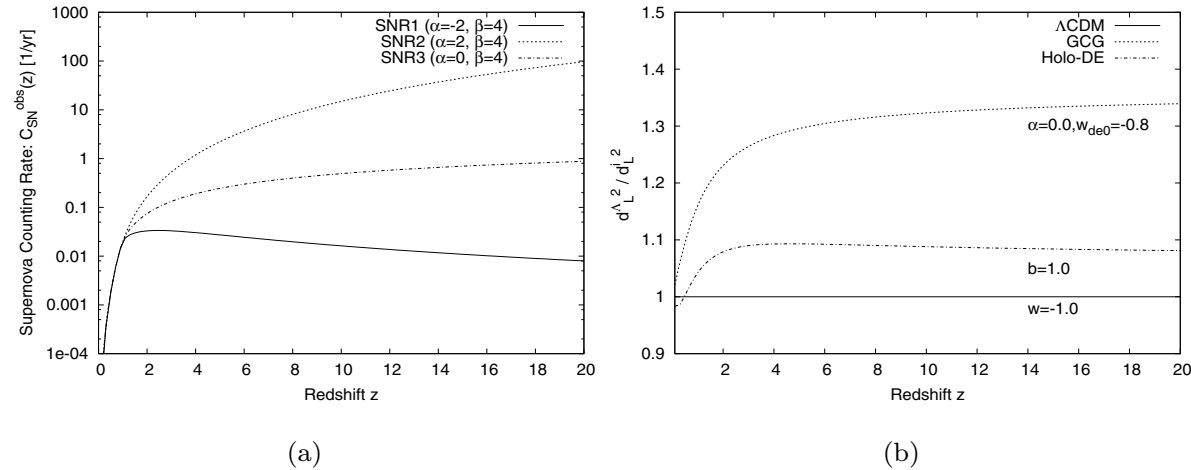


Fig. 3. (a) shows supernova counting rate models: SNR1 ( $\alpha = -2, \beta = 4$ ), SNR2 ( $\alpha = 2, \beta = 4$ ), SNR3 ( $\alpha = 0, \beta = 4$ ). (b) shows dark energy model dependencies of  $d_L$  (the ratio to  $d_L$  of  $\Lambda$ CDM model).

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{(\alpha_\nu + 1)^{\alpha_\nu + 1} \Phi_\nu}{\Gamma(\alpha_\nu + 1) \langle E_\nu \rangle^2} \left( \frac{E_\nu}{\langle E_\nu \rangle} \right)^{\alpha_\nu} e^{-(\alpha_\nu + 1) E_\nu / \langle E_\nu \rangle}$$

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} = \Phi_{\nu_x} = 5.0 \times 10^{52} \text{ ergs}, \quad (\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle, \langle E_{\nu_x} \rangle) = (15.4, 21.6) \text{ MeV}, \quad (\alpha_{\bar{\nu}_e}, \alpha_{\nu_x}) = (3.8, 1.8)$$

ニュートリノ振動: normal hierarchy  $\bar{P} = \cos^2 \theta_{12}$ , inverted hierarchy  $\bar{P} = 0$

# 低エネルギーニュートリノの観測ができれば...

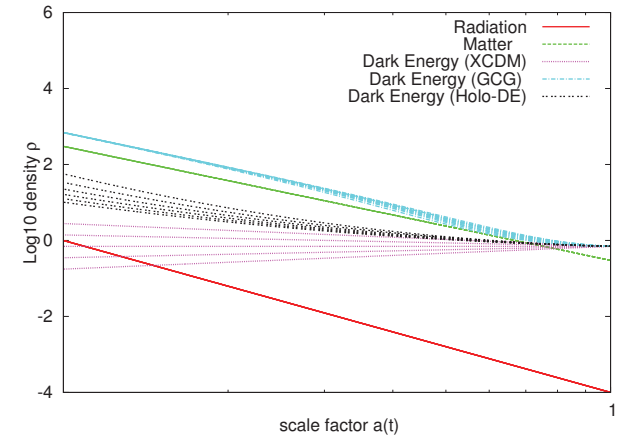
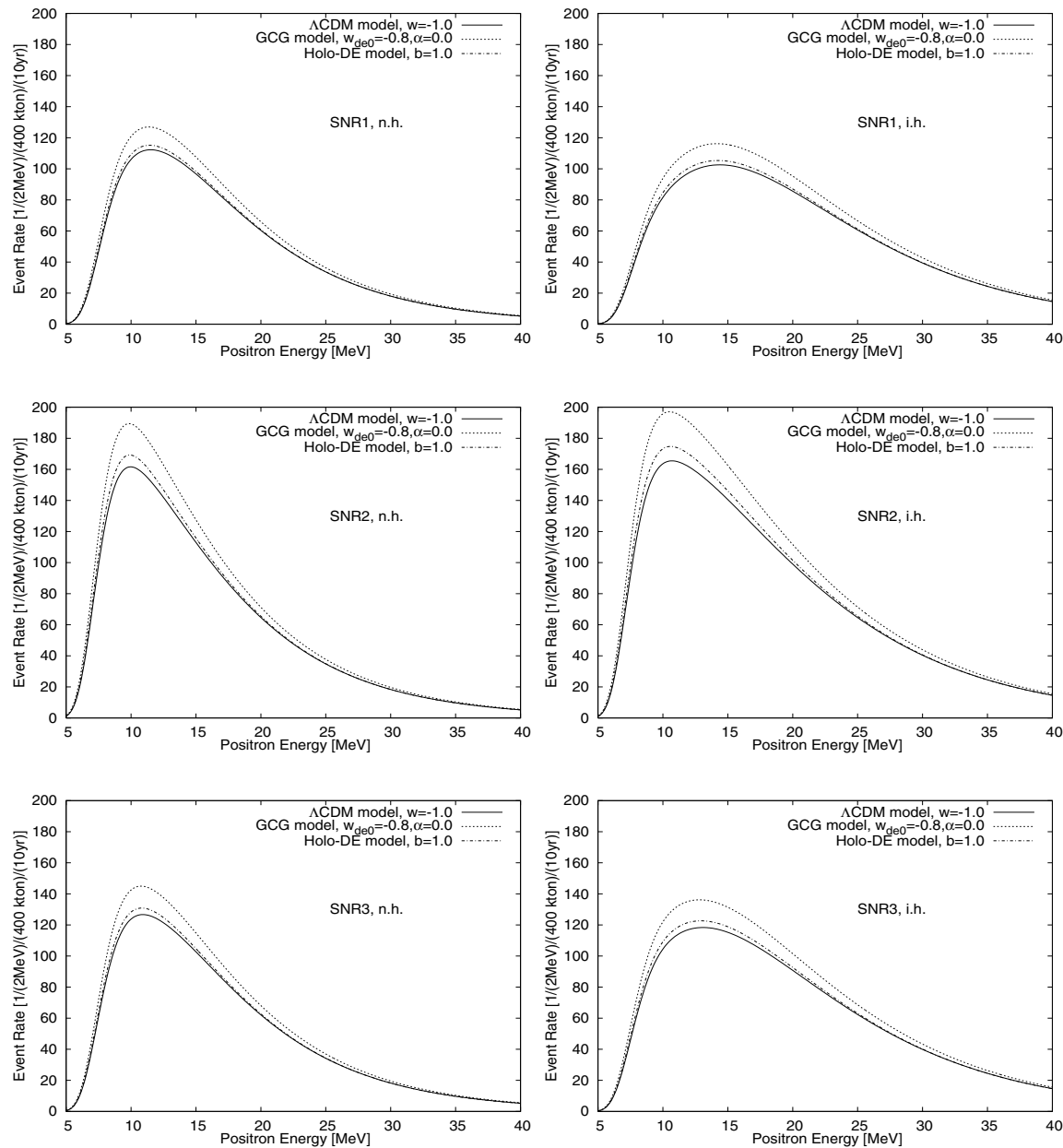
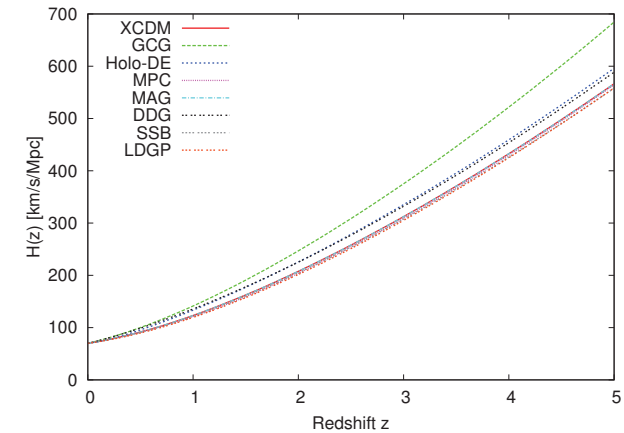


図 6:  $\rho_X$ 、 $\rho_{gcg}$ 、 $\rho_{holo}$  とスケール因子  $a(t)$  との関係。



宇宙項モデルからの差が大きい  
 $(H(z)$  が大きく,  $d_L(z)$  が小さい)  
 GCG モデル ( $w_{de0} = -0.8, \alpha = 0.0$ ) は、20%ほど SRN フラックスが大きい

Fig. 4. Comparison of the predicted SRN event rate at HK with Gd for  $\Lambda$ CDM, GCG, holographic dark energy models. Supernova rate models are SNR1 (top panels), SNR2 (middle panels), SNR3 (bottom panels). The left and right panels show normal hierarchy (n.h.)  $\bar{\nu}_e$  spectra and inverted hierarchy (i.h.)  $\bar{\nu}_e$  spectra, respectively.