東大物理工学科 2020

21B00817 鈴木泰雅,[1]
suzuki.t.ec@m.titech.ac.jp

第一問

[1.1]

万有引力と遠心力が釣り合う点なので，

$$G\frac{mM}{R^2} = m\frac{v_1^2}{R} \tag{1}$$

よって，

$$v_1 = \sqrt{G\frac{M}{R}} \tag{2}$$

である．

[1.2]

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - G\frac{mM}{R} > 0 \tag{3}$$

を満たせばよいので

$$v_2 = \sqrt{G\frac{2M}{R}} \tag{4}$$

である．

[1.3]

エネルギー保存則より

$$\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{mM}{R} =: E \tag{5}$$

であり，

$$E = \frac{1}{2}m\left(\dot{r} + r^2\dot{\theta}^2\right) - G\frac{Mm}{r} \tag{6}$$

が成立する．また，面積速度が一定である：

$$h = r^2\dot{\theta} = rv \tag{7}$$

であるため，

$$\dot{\theta} = \frac{v}{r} \tag{8}$$

であるから，

$$E = \frac{1}{2}m\dot{r} + \frac{1}{2}mr^2\left(\frac{v}{r}\right)^2 - G\frac{Mm}{r} \tag{9}$$

であり，長軸の位置にいるとき，$\dot{r} = 0$ であるため，

$$E = \frac{1}{2}mr^2\left(\frac{v}{r}\right)^2 - G\frac{Mm}{r} \tag{10}$$

であり，それぞれの位置を $r_\pm$ とすると，

$$r_\pm = -G\frac{mM}{2E} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\frac{G^2m^2M^2}{E^2} + 2\frac{mv^2}{E}} \tag{11}$$

であり，長軸の長さは

$$a = r_+ + r_- = -G\frac{mM}{E} = G\frac{M}{G\frac{M}{R} - \frac{1}{2}v^2} \tag{12}$$

である．

[2.1]

円運動をしているため

$$2mR_0\omega_0^2 = G\frac{2mM}{R_0^2}, \quad \therefore \omega_0 = \sqrt{G\frac{M}{R_0^3}} \tag{13}$$

である．

[2.2]

z 軸周りの慣性モーメントは

$$I_z = \int_0^l r^2 \left(m\delta(r-1/2) + m\delta(m+l/2)\right) dr = \frac{ml^2}{2} \tag{14}$$

[2.3]

回転系で考える．それぞれの地球の中心からの距離は

$$r_\pm = \sqrt{R_0^2 + (l/2)^2 \pm 2R_0(l/2)\cos\phi} \approx R_0\left(1 \pm \frac{l}{2R_0}\cos\phi\right) \tag{15}$$

である．よって，トルクは

$$\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{F} = -\left[\frac{l}{2}mR_0\left(1+\frac{l}{2R_0}\cos\phi\right)\omega_0^2\sin\phi\right] + \left[\frac{l}{2}mR_0\left(1-\frac{l}{2R_0}\cos\phi\right)\omega_0^2\sin\phi\right] \tag{16}$$

$$= -\frac{1}{4}\sin(2\phi)ml^2\omega_0^2 \tag{17}$$

である．

[2.4]

トルクが 0 の時

$$\sin(2\phi) = 0 \quad \therefore \phi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}, \pi \tag{18}$$

である．また，運動方程式は

$$I_z\dot{\omega}_z = \boldsymbol{r}\times\boldsymbol{F} \tag{19}$$

ゆえ

$$\frac{ml^2}{2}\dot{\phi} = -\frac{1}{4}\sin(2\phi)l^2\omega_0^2 \approx -\frac{1}{4}2\phi l^2\omega_0^2 \tag{20}$$

である．よって，

$$\ddot{\phi} = -\omega_0^2\phi \tag{21}$$

となるため微小振動の角振動数は

$$\omega_0 \tag{22}$$

である．

第二問

[1.1]

ファラデーの法則より

$$\oint_C \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{r} = -\frac{d}{dt}\int_S \boldsymbol{B} \cdot d\boldsymbol{S} \tag{23}$$

であるため，

$$E2\pi r = -\mu_0 H_0 \cos(2\pi f t) \cdot 2\pi f \cdot \pi r^2 \tag{24}$$

であるため，

$$E = -\mu_0 H_0 \cos(2\pi f t) \cdot f\pi r \tag{25}$$

である．

[1.2]

全体の起電力は

$$E = \int_0^R dr \left(-\mu_0 H_0 \cos(2\pi f t) \cdot f\pi r\right) \tag{26}$$

であり，微小円環で発生する電力 P は

$$P = EI = \frac{E^2}{\rho} = \left(\mu_0 H_0 \cos(2\pi f t) \cdot f\pi r\right)^2 / \rho \tag{27}$$

である．よって，答えは

$$\int_0^R PL2\pi r dr = \left(\mu_0 H_0 \cos(2\pi f t) \cdot f\pi\right)^2 \frac{1}{\rho}\frac{1}{4}R^4 L2\pi \tag{28}$$

[1.3]

$$\int_0^t \left(\left(\mu_0 H_0 \cos(2\pi f t) \cdot f\pi\right)^2 \frac{1}{\rho}\frac{1}{4}R^4 L2\pi\right) dt \frac{1}{C} \tag{29}$$

[2.1]

ビオザバールの法則より

$$\boldsymbol{B} = \frac{Ia^2}{2\mu_0(a^2+x^2)^{3/2}}\boldsymbol{e}_x \tag{30}$$

である．詳しくはカステラの p232

[2.2]

それぞれの磁束密度を足し合わせて

$$\boldsymbol{B} = \frac{Ia^2}{2\mu_0(a^2+(x+b)^2)^{3/2}}\boldsymbol{e}_x - \frac{Ia^2}{2\mu_0(a^2+(x-b)^2)^{3/2}}\boldsymbol{e}_x \tag{31}$$

である．ここで $x \sim 0$ の時,

$$(a^2+(x\pm b)^2)^{-3/2} = (a^2+b^2+x^2\pm 2bx)^{-3/2} = (a^2+b^2)^{-3/2}\left(1+\frac{x^2\pm 2bx}{a^2+b^2}\right)^{-3/2} \tag{32}$$

$$= (a^2+b^2)^{-3/2}\left(1-\frac{3}{2}\frac{x^2\pm 2bx}{a^2+b^2}+\frac{15}{8}\left(\frac{x^2\pm 2bx}{a^2+b^2}\right)^2+\cdots\right) \tag{33}$$

となる．ここで，x^2 の項は無視するため

$$(a^2+(x\pm b)^2)^{-3/2} \approx (a^2+b^2)^{-3/2}\left(1\mp\frac{3}{2}\frac{2bx}{a^2+b^2}\right) \tag{34}$$

である．よって,

$$\boldsymbol{B} = \frac{Ia^2}{2\mu_0}(a^2+b^2)^{-3/2}\left(-\frac{3bx}{a^2+b^2}\right)\boldsymbol{e}_x = -3\frac{Ia^2}{\mu_0}(a^2+b^2)^{-1/2}bx\boldsymbol{e}_x \tag{35}$$

[2.3]

$$\boldsymbol{B} = \frac{Ia^3}{2\mu_0(a^2+(x+b)^2)^{3/2}}\boldsymbol{e}_x + \frac{Ia^3}{2\mu_0(a^2+(x-b)^2)^{3/2}}\boldsymbol{e}_x \tag{36}$$

となる．よって，二次の項まで考えると

$$\boldsymbol{B} = \frac{Ia^3}{2\mu_0}\left[2+x^2\left(-\frac{3}{2(a^2+b^2)}+\frac{15}{2}\frac{b^2}{(a^2+b^2)^2}\right)\right] \tag{37}$$

である．よって，この二次の項を 0 にするような a, b の関係式は

$$-\frac{3}{2(a^2+b^2)}+\frac{15}{2}\frac{b^2}{(a^2+b^2)^2} = 0 \quad \therefore a = 2b \tag{38}$$

である．

第三問

[1.1]

$x=0$ での境界条件により

$$1+r=t \tag{39}$$

であり，微小区間 $-\epsilon,\epsilon$ でシュレディンガー方程式を積分すると

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\psi'(\epsilon)-\psi'(-\epsilon)\right)+\alpha\psi(0)=0 \tag{40}$$

となる．よって，

$$-\frac{\hbar^2}{2m}ik\left(t-(1-r)\right)+\alpha t=0, \quad \therefore t=\frac{i(-1+r)}{2C-i} \tag{41}$$

[1.2]

これらを解くと

$$r=\frac{-C^2-iC}{1+C^2}, \quad t=\frac{1-iC}{1+C^2} \tag{42}$$

となる．

[2.1]

対称性を満たすようなポテンシャルに衝突する前の波動関数は

$$\psi(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\psi_+(x)\psi_-(x)-\psi_-(x)\psi_+(x)\right) \tag{43}$$

となる．そして，それぞれ衝突した後は

$$\psi(x)\to\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(t\psi_+(x)+r\psi_-(x)\right)\left(r\psi_+(x)+t\psi_-(x)\right)-\left(r\psi_+(x)+t\psi_-(x)\right)\left(t\psi_+(x)+r\psi_-(x)\right)\right] \tag{44}$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(t^2-r^2\right)\psi_+\psi_-+\left(r^2-t^2\right)\psi_-\psi_+\right] \tag{45}$$

となり，$\pm$ の項のみであるため必ず反対方向に散乱される．

[2.2]

対称な波動関数は

$$\psi(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\psi_+(x)\psi_-(x)+\psi_-(x)\psi_+(x)\right) \tag{46}$$

となる．よって衝突後は

$$\psi(x)\to\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left(t\psi_+(x)+r\psi_-(x)\right)\left(r\psi_+(x)+t\psi_-(x)\right)+\left(r\psi_+(x)+t\psi_-(x)\right)\left(t\psi_+(x)+r\psi_-(x)\right)\right] \tag{47}$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[2tr\left(\psi_+\psi_++\psi_-\psi_-\right)+\left(t^2+r^2\right)\psi_+\psi_-+\left(r^2+t^2\right)\psi_-\psi_+\right] \tag{48}$$

となる．ここで，

$$tr=\frac{-2C^2+i(C^3-C)}{1+C^4+2C^2}, \quad t^2+r^2=\frac{1+C^4-2C^2}{1+C^4+2C^2} \tag{49}$$

となる．それぞれ極限をとると

$$\alpha \to 0 \quad \therefore C \to 0 \text{ の時：} tr \to 0, \quad t^2 + r^2 \to 1 \tag{50}$$

$$\alpha \to \infty \quad \therefore C \to \infty \text{ の時：} tr \to 0, \quad t^2 + r^2 \to 1 \tag{51}$$

である．よって，それぞれの極限にて，これは反対称の波動関数になる．また，$t^2 + r^2 = 0$ の時，それぞれ同じ方向に散乱される．よって，

$$t^2 + r^2 = 0, \quad \therefore 1 + C^4 - 2C^2 = 0 \quad \therefore C = \pm 1 \tag{52}$$

であり，

$$\alpha_0 = \pm \frac{\hbar^2}{m} \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \tag{53}$$

となる．

[3]

それぞれの境界条件より，

$$1 = t_1 + r_1, \quad 1 = \frac{1}{2C} i(t_1 - r_1 - 1), \tag{54}$$

$$t_1 e^{ikL} + r_1 e^{-ikL} = t_2 e^{ikL}, \quad e^{ikL} = \frac{1}{2C} i(t_2 e^{ikL} - t_1 e^{ikL} + r_1 e^{-ikL}) \tag{55}$$

ここで未知数は t_1, r_1, L, t_2 の 4 つであり方程式は 4 つあるためこれは L に関して解くことができる．よって解くと

$$r_1 = Ci, \quad t_1 = 1 - Ci, \quad e^{-2ikL} = 1, -1 \tag{56}$$

となる．よって，

$$-1 = e^{-2ikL} \tag{57}$$

である．よって，

$$\pi + 2n\pi = -2kL, \quad \therefore L = -\frac{\pi + 2n\pi}{2k}, \quad n \in \mathbb{Z}_- \tag{58}$$

である．

第四問

[1]

$$\left(\frac{\partial P}{\partial n}\right) = -\frac{nk_BT}{(1-bn)^2}(-b) - 2an = \frac{bnk_BT}{(1-bn)^2} - 2an \tag{59}$$

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial n^2}\right) = 2b^2\frac{nk_BT}{(1-bn)^3} - 2a \tag{60}$$

である．よって，

$$n_C = \frac{1}{3b}, \quad T_C = \frac{8a}{9k_Bb} \tag{61}$$

となる．また，圧力は

$$P_C = \frac{a}{3b^2} \tag{62}$$

である．

[2]

多変数関数の逆関数の積分がこれでいいのか分からないけど...

$$\frac{\partial V}{\partial P} = -\frac{N}{n^2}\left(\frac{\partial P}{\partial n}\right)^{-1} = -\frac{N}{n^2}\left(\frac{bnk_BT}{(1-bn)^2} - 2an\right)^{-1} \tag{63}$$

であり，$n_C = n, T > T_C$ の時,

$$\frac{\partial V}{\partial P} = -\frac{N}{n_C^2}\frac{4}{3k_B(T-T_C)} \tag{64}$$

である．ここで,

$$-\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right) = -\frac{n_C}{N}\frac{\partial V}{\partial P} = \frac{1}{n_C}\frac{4}{3k_B(T-T_C)} \tag{65}$$

である．

[3]

まず，Z_0 を求めるとガウス積分より

$$Z_0 = \frac{1}{N!}\frac{V^N}{h^{3N}}\left(\frac{2m\pi}{k_BT}\right)^{3N/2} \tag{66}$$

となる．よって自由エネルギーは

$$F_0 = -k_BT\left(-N\log N + N + N\log V - 3N\log h + \frac{3N}{2}\log\left(\frac{2m\pi}{k_BT}\right)\right) \tag{67}$$

である．また,

$$P_0 = -\frac{\partial F}{\partial V}, \quad S_0 = -\frac{\partial F}{\partial T}, \quad \mu_0 = \frac{\partial F_0}{\partial N}, \quad U_0 = F_0 + TS_0 \tag{68}$$

である．よって,

$$P_0 = \frac{Nk_BT}{V}, \quad S_0 = k_B\left(-N\log N + \frac{5}{2}Nk_B + N\log V - 3N\log h + \frac{3}{2}N\log\left(\frac{2m\pi}{k_BT}\right)\right) \tag{69}$$

$$\mu_0 = -k_BT\left(-\log N + \log V - 2\log h + \frac{3}{2}\log\left(\frac{2m\pi}{k_BT}\right)\right), \quad U_0 = \frac{3}{2}Nk_BT \tag{70}$$

である．

[4]

A は

$$A=\left(\frac{V-Nv}{V}\right)^N\left[1+\frac{4\pi\epsilon}{V}\frac{l^3}{k_BT}\frac{1}{3}\right]^{N(N-1)/2} \tag{71}$$

である．ここで，

$$\log A = N\log\left(1-\frac{N}{V}v\right)+\frac{N^2-N}{2}\log\left[1+\frac{4\pi\epsilon}{V}\frac{l^3}{k_BT}\frac{1}{3}\right] \tag{72}$$

$$\approx N\log\left(1-\frac{N}{V}v\right)+\frac{N^2-N}{2}\left(\frac{4\pi\epsilon}{V}\frac{l^3}{k_BT}\frac{1}{3}\right),\quad \because \epsilon/V\ll 1 \tag{73}$$

となる．よって，

$$\frac{\partial\log A}{\partial V} = +N\frac{1}{1-\frac{N}{V}v}\frac{N}{V^2}v-\frac{N^2-N}{2}\frac{4\pi\epsilon}{V^2}\frac{l^3}{k_BT}\frac{1}{3} \tag{74}$$

$$= +N\frac{1}{1-\frac{N}{V}v}\frac{N}{V^2}v-\frac{N^2-N}{2}\frac{v}{V^2}2\epsilon\frac{1}{k_BT} \tag{75}$$

となる．ここで，

$$Z=Z_0A \tag{76}$$

であるるため

$$F=F_0-k_BT\log A \tag{77}$$

となり．

$$F = -k_BT\left(-N\log N+N+N\log V-3N\log h+\frac{3N}{2}\log\left(\frac{2m\pi}{k_BT}\right)\right) \tag{78}$$

$$-k_BTN\log\left(1-\frac{N}{V}v\right)+\frac{N^2-N}{2}\left(\frac{4\pi\epsilon}{V}l^3\frac{1}{3}\right) \tag{79}$$

となる．

[5]

$$P=P_0-k_BT\frac{n^2v}{1-nv}-n^2v\epsilon+\frac{n\epsilon}{2}\frac{N}{V^2} \tag{80}$$

であるが，低密度を考えてるため

$$P\approx nk_BT-k_BT\frac{n^2v}{1-nv}-n^2v\epsilon=\frac{nk_BT}{1-nv}-n^2v\epsilon \tag{81}$$

となる．

[6]

以上より

$$b=v, a=v\epsilon \tag{82}$$

である．

第五問

[1.1]

ファラデーの法則より

$$-\partial_z E^{(i)} = \mu \frac{\partial}{\partial t} H^{(i)} \tag{83}$$

であるため,

$$\frac{\omega n_0}{c} E_0^{(i)} = -\mu\omega H_0^{(i)}, \quad \therefore H_0^{(i)} = -\frac{n_0}{c\mu} E_0^{(i)} \tag{84}$$

である.

[1.2]

表面電流が流れないので,

$$E_0^{(i)} + E_0^{(r)} = E_0^{(t)}, \quad H_0^{(i)} + H_0^{(r)} = H_0^{(t)} \tag{85}$$

である. よって, それぞれ,

$$H_0^{(i)} = -\frac{n_0}{c\mu} E_0^{(i)}, \quad H_0^{(r)} = \frac{n_0}{c\mu} E_0^{(r)}, \quad H_0^{(t)} = -\frac{n_g}{c\mu} E_0^{(t)} \tag{86}$$

を代入すると,

$$1 + \frac{E_0^{(r)}}{E_0^{(i)}} = \frac{n_0}{n_g} \left(1 - \frac{E_0^{(r)}}{E_0^{(i)}} \right) \tag{87}$$

であり,

$$\frac{E_0^{(r)}}{E_0^{(i)}} = \frac{n_0 - n_g}{n_0 + n_g} \tag{88}$$

となる.

[2.1]

ファラデーの法則より,

$$-\partial_z E_l = \mu \frac{\partial}{\partial t} H_l \tag{89}$$

であり,

$$-\left[E_l^{(-)} \left(-i\frac{\omega n_l}{c} \right) \exp\left(-i\frac{\omega n_l}{c}(z - z_l) \right) + E_l^{(+)} \left(i\frac{\omega n_l}{c} \right) \exp\left(i\frac{\omega n_l}{c}(z - z_l) \right) \right] \tag{90}$$

$$= -i\mu\omega \left[H_l^{(-)} \exp\left(-i\frac{\omega n_l}{c}(z - z_l) \right) + H_l^{(+)} \exp\left(i\frac{\omega n_l}{c}(z - z_l) \right) \right] \tag{91}$$

となる. これが任意の z で成立するためには,

$$-E_l^{(-)} \left(-i\frac{\omega n_l}{c} \right) = -i\mu\omega H_l^{(-)}, \quad -E_l^{(+)} \left(i\frac{\omega n_l}{c} \right) = -i\mu\omega H_l^{(+)} \tag{92}$$

が成立する必要がある.

[2.2]

境界条件より,

$$E_l(z=z_{l-1},t)=E_{l-1}(z=z_{l-1},t),\quad H_l(z=z_{l-1},t)=H_{l-1}(z=z_{l-1},t) \tag{93}$$

となる．よって,

$$\left[E_l^{(-)}\exp\left(-i\frac{\omega n_l}{c}(z_{l-1}-z_l)\right)+E_l^{(+)}\exp\left(i\frac{\omega n_l}{c}(z_{l-1}-z_l)\right)\right] \tag{94}$$

$$=\left[E_{l-1}^{(-)}\exp\left(-i\frac{\omega n_{l-1}}{c}(0)\right)+E_{l-1}^{(+)}\exp\left(i\frac{\omega n_{l-1}}{c}(0)\right)\right] \tag{95}$$

であるため,

$$E_l^{(-)}\exp\left(-i\Delta_l\right)+E_l^{(+)}\exp\left(i\Delta_l\right)=E_{l-1}^{(-)}+E_{l-1}^{(+)} \tag{96}$$

となる．また，H の境界条件から,

$$H_l^{(-)}\exp\left(-i\Delta_l\right)+H_l^{(+)}\exp\left(i\Delta_l\right)=H_{l-1}^{(-)}+H_{l-1}^{(+)} \tag{97}$$

である．ここで，それぞれの係数を代入すると

$$-\frac{1}{n_l}E_l^{(-)}\exp\left(-i\Delta_l\right)+\frac{1}{n_l}E_l^{(+)}\exp\left(i\Delta_l\right)=-\frac{1}{n_{l-1}}E_{l-1}^{(-)}+\frac{1}{n_{l-1}}E_{l-1}^{(+)} \tag{98}$$

である．よって,

$$\frac{E_{l-1}^{(-)}-E_{l-1}^{(+)}}{E_{l-1}^{(-)}+E_{l-1}^{(+)}}=\frac{n_{l-1}}{n_l}\frac{E_l^{(-)}\exp\left(-i\Delta_l\right)-E_l^{(+)}\exp\left(i\Delta_l\right)}{E_l^{(-)}\exp\left(-i\Delta_l\right)+E_l^{(+)}\exp\left(i\Delta_l\right)} \tag{99}$$

となる．よって，$\alpha_l=n_{l-1}/n_l$ となる．

[2.3]

$\Delta_l=\pi/2$ の時，上式は

$$\underbrace{\frac{E_{l-1}^{(-)}-E_{l-1}^{(+)}}{E_{l-1}^{(-)}+E_{l-1}^{(+)}}}_{b_{l-1}}=\underbrace{\frac{n_{l-1}}{n_l}}_{\alpha_l}\underbrace{\frac{E_l^{(-)}+E_l^{(+)}}{E_l^{(-)}-E_l^{(+)}}}_{1/b_l},\quad \therefore \alpha_l=b_{l-1}\cdot b_l \tag{100}$$

となり，それぞれ b_{l-1},b_l を設定すると

$$\alpha_1\cdot\frac{\alpha_3}{\alpha_2}\cdot\frac{\alpha_5}{\alpha_4}\cdots\frac{\alpha_{2N+1}}{\alpha_{2N}}=(b_0\cdot b_1)\frac{b_2\cdot b_3}{b_1\cdot b_2}\cdots\frac{b_{2N}\cdot b_{2N+1}}{b_{2N-1}\cdot b_{2N}}=b_0\cdot b_{2N+1} \tag{101}$$

である．ここで,

$$\alpha_1\cdot\frac{\alpha_3}{\alpha_2}\cdot\frac{\alpha_5}{\alpha_4}\cdots\frac{\alpha_{2N+1}}{\alpha_{2N}}=\frac{n_0}{n_L}\underbrace{\frac{n_H/n_L}{n_L/n_H}\cdots\frac{n_H/n_L}{n_L/n_H}}_{2N-1\text{ 個}}\cdot\frac{n_H/n_g}{n_L/n_H}=\frac{n_0}{n_L}\frac{n_H}{n_g}\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N} \tag{102}$$

であり，ガラスの層では反射はないため,

$$b_0=\frac{1-r_1}{1+r_1},\quad b_{2N+1}=\frac{E_{2N+1}^{(-)}-E_{2N+1}^{(+)}}{E_{2N+1}^{(-)}+E_{2N+1}^{(+)}}=1\quad \because E_{2N+1}^{(+)}=0 \tag{103}$$

であることから,

$$\frac{n_0}{n_g}\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N+1}=\frac{1-r_1}{1+r_1},\quad \therefore r_1=\frac{1-\frac{n_0}{n_g}\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N+1}}{1+\frac{n_0}{n_g}\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N+1}} \tag{104}$$

となる．よって反射しない時は

$$1 = \frac{n_0}{n_g}\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N+1} \tag{105}$$

となる．