



Thermodynamique du rayonnement, gaz de photons



Planck (1900)

Gilles Montambaux

18 mai 2020



« Planck » (2013)

Le contrôle...

Le contrôle aura lieu le lundi 7 septembre de 14h00 à 17h00

Aucun document autorisé.

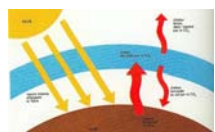
Tablette, ordinateur et téléphone interdits.

Simple calculatrice nécessaire.

Un formulaire sera joint au problème.

Dictionnaire papier autorisé pour les FUI - FF (EV2 et EV3).

Thermodynamique du rayonnement électromagnétique

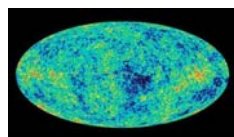


Rayonnement et transferts d'énergie

ex: équilibre thermique de la terre



Lasers



rayonnement cosmologique

Spectre du corps noir

Planck 1900



1918



Débuts de la révolution quantique

Effet photoélectrique

Einstein 1905



1921

Thermodynamique du rayonnement gaz de photons

Plan du cours

I. Densité d'énergie du rayonnement électromagnétique

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Loi de Planck

« spectre du corps noir »

II. Équilibre soleil-terre, constante solaire, effet de serre

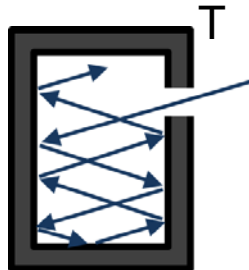
III. Aux origines de la mécanique quantique

IV. Rayonnement fossile de l'univers

Thermodynamique du rayonnement électromagnétique

Quelle est la distribution d'équilibre du champ électromagnétique dans une « boîte » à la température T ?

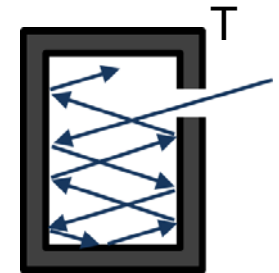
« **corps noir** » : cavité qui absorbe parfaitement le rayonnement et le réémet en équilibre à la température T
Kirchhoff (1859)



Thermodynamique du rayonnement électromagnétique

Quelle est la distribution d'équilibre du champ électromagnétique dans une « boîte » à la température T ?

« **corps noir** » : cavité qui absorbe parfaitement le rayonnement et le réémet en équilibre à la température T
Kirchhoff (1859)

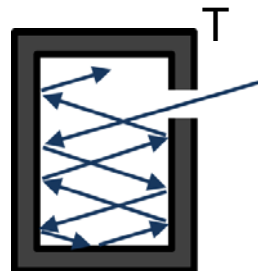
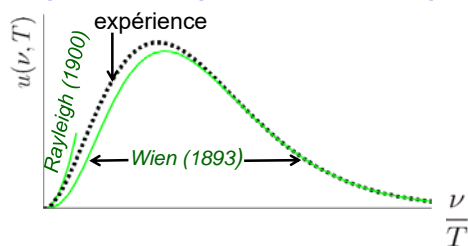


Thermodynamique du rayonnement électromagnétique

Quelle est la distribution d'équilibre du champ électromagnétique dans une « boîte » à la température T ?

« **corps noir** » : cavité qui absorbe parfaitement le rayonnement et le réémet en équilibre à la température T
Kirchhoff (1859)

La densité d'énergie $u(\nu, T)$ est une fonction universelle qui ne dépend que de la fréquence et de la température



Thermodynamique du rayonnement électromagnétique

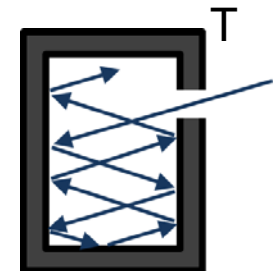
Quelle est la distribution d'équilibre du champ électromagnétique dans une « boîte » à la température T ?

« **corps noir** » : cavité qui absorbe parfaitement le rayonnement et le réémet en équilibre à la température T
Kirchhoff (1859)

Inexplicable par la physique classique

Planck 1900

Einstein 1905



Spectre du corps noir

Densité d'énergie par unité de volume et de fréquence à la température T

$$u(\nu, T) = \frac{1}{V} D(\nu) \langle E(\nu, T) \rangle$$

contient deux « ingrédients » distincts

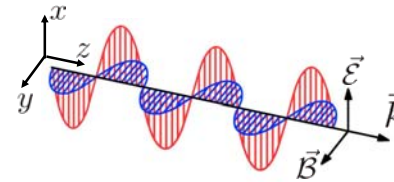
$$\langle E(\nu, T) \rangle \text{ Énergie moyenne d'un mode de fréquence } \nu, \text{ à la température } T$$

$D(\nu)$ Densité de modes du rayonnement à la fréquence ν

9

Modes du rayonnement électromagnétique dans une cavité

Champ électromagnétique : solution de $\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \vec{\mathcal{A}}(\vec{r}, t) = 0$



« Mode propre »

$$\mathcal{E}_t = \mathcal{B}_n = 0 \quad \mathcal{E}_{\vec{k}}(\vec{r}, t) \propto \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z e^{i\omega_{\vec{k}} t}$$

$$\text{avec } k_i = n_i \frac{\pi}{L_i}, \quad n_i \in \mathbb{N}$$

Un « mode propre » d'oscillation du champ dans une boîte est caractérisé par

son vecteur d'onde \vec{k}

$$\text{sa fréquence } \omega_{\vec{k}} = c|\vec{k}| \quad \nu_{\vec{k}} = c \frac{|\vec{k}|}{2\pi} \quad \nu = \frac{c}{\lambda}$$

$\langle E(\nu, T) \rangle$ Énergie moyenne d'un mode de fréquence ν , à la température T

Le potentiel vecteur $\mathcal{A}(\vec{r}, t) = \mathcal{A}_{\vec{k}}(t) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ obéit à l'équation d'onde

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \mathcal{A}(\vec{r}, t) = 0 \quad \ddot{\mathcal{A}}_{\vec{k}}(t) + k^2 c^2 \mathcal{A}_{\vec{k}}(t) = 0$$

Énergie associée à un mode

$$E = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 + \frac{\mathcal{B}^2}{2\mu_0} \quad \text{avec} \quad \mathcal{E} = -\dot{\mathcal{A}}, \quad \mathcal{B} = \nabla \times \mathcal{A}$$

$$E = \frac{\epsilon_0}{2} \left(\dot{\mathcal{A}}_{\vec{k}}^2 + k^2 c^2 \mathcal{A}_{\vec{k}}^2 \right) \iff E = \frac{m}{2} (\dot{x}^2 + \omega^2 x^2)$$

Chaque mode propre est un oscillateur harmonique de pulsation $\omega = ck$

\implies Quantification de l'oscillateur harmonique

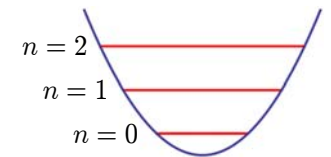
11

Rappel : quantification de l'oscillateur harmonique

Énergie d'un mode propre d'oscillation

$$E = \frac{\epsilon_0}{2} \left(\dot{\mathcal{A}}_{\vec{k}}^2 + \omega_{\vec{k}}^2 \mathcal{A}_{\vec{k}}^2 \right) \iff E = \frac{m}{2} (\dot{x}^2 + \omega^2 x^2)$$

$$\text{Énergies propres } E_{k,n} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_k = E_0 + n \hbar \omega_k$$



Rappel : énergie moyenne de l'oscillateur harmonique à température T

Formalisme canonique

cf. amphi 3, p.23

$$Z_c(\beta) = \sum_n e^{-\beta E_n} = e^{-\beta E_0} \sum_n e^{-\beta n \hbar \omega} = e^{-\beta E_0} \frac{1}{1 - e^{-\beta \hbar \omega}}$$

$$\langle E \rangle = - \frac{\partial \ln Z_c}{\partial \beta} = E_0 + \frac{\hbar \omega}{e^{\beta \hbar \omega} - 1}$$

Modèle d'Einstein

Rappel : quantification de l'oscillateur harmonique

$$\langle E \rangle = E_0 + \frac{\hbar\omega}{e^{\beta\hbar\omega} - 1}$$

$$= E_0 + \langle n \rangle \hbar\omega$$

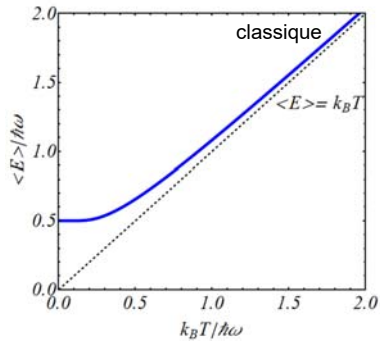
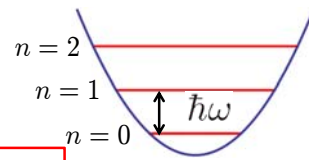
$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega} - 1}$$

État d'excitation moyen de l'oscillateur à la température T

Identique au facteur de Bose

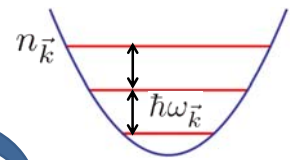
$$f^B(\epsilon) = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon - \mu)} - 1}$$

pour un gaz de particules d'énergie $\hbar\omega$
en contact avec un réservoir à $\mu = 0$



photons

Chaque mode propre \vec{k} du champ électromagnétique est un oscillateur harmonique de pulsation $\omega_{\vec{k}}$



$n_{\vec{k}}$ = État d'excitation de l'oscillateur \vec{k}

Un photon \vec{k} , d'énergie $\hbar\omega_{\vec{k}}$ est un degré d'excitation de l'oscillateur harmonique

$n_{\vec{k}}$ = Nombre de photons dans le mode \vec{k}

$$\langle n \rangle = f^B = \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega} - 1}$$

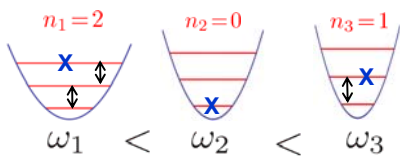
est l'état moyen d'un oscillateur d'énergie $\hbar\omega$ à température T

C'est aussi le nombre moyen de photons d'énergie $\hbar\omega$ à température T

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad \text{Énergie moyenne d'un mode e.m.}$$

Planck (1900)

M oscillateurs harmoniques ω_k



Microétat $\{2, 0, 1, 0\}$
= ensemble des états d'excitation des oscillateurs ω_k

Formalisme canonique

$$Z_c(\beta) = \prod_{k=1}^M \frac{1}{1 - e^{-\beta\hbar\omega_k}}$$

$$\langle E_k \rangle = E_0 + \langle n_k \rangle \hbar\omega_k$$

État d'excitation moyen d'un oscillateur de pulsation ω_k

Einstein (1905)

bosons en nombre indéterminé dans M états quantiques (oscillateurs)

k	ϵ_k	n_k
4	$\hbar\omega_4$	0
3	$\hbar\omega_3$	1
2	$\hbar\omega_2$	0
1	$\hbar\omega_1$	2

Microétat $\{2, 0, 1, 0\}_B$
= nombre de photons dans un chaque état quantique ω_k

Formalisme grand-canonique

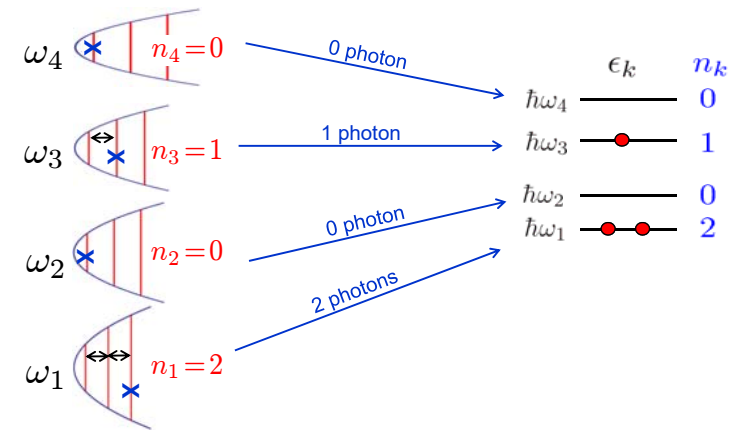
$$Z_g(\beta) = \prod_{k=1}^M \frac{1}{1 - e^{-\beta\hbar\omega_k}}$$

$$\langle n_k \rangle = \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega_k} - 1}$$

Nombre moyen de photons d'énergie $\hbar\omega_k$ en nombre indéterminé ($\mu = 0$)

cf. amphi 5, p. 51

Bose (1924)



Microétat $\{2, 0, 1, 0\}$

Un photon d'énergie $\hbar\omega_1$ est un degré d'excitation du mode du champ électromagnétique de pulsation ω_1

Spectre du corps noir

Densité d'énergie par unité de volume et de fréquence à la température T

$$u(\nu, T) = \frac{1}{V} D(\nu) \langle E(\nu, T) \rangle$$

contient deux « ingrédients » distincts

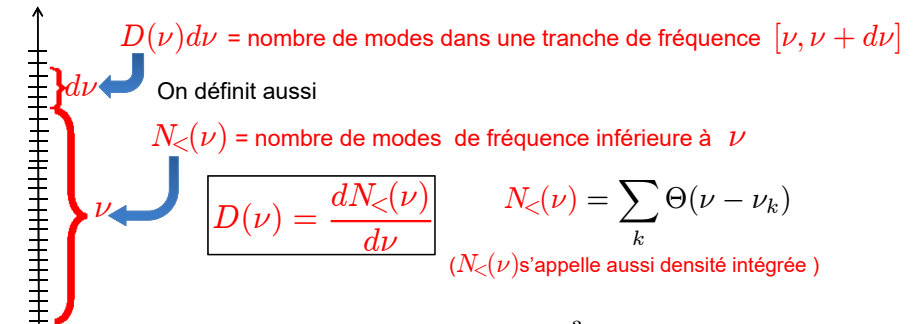
$\langle E(\nu, T) \rangle$ Énergie moyenne d'un mode de fréquence ν , à la température T

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1}$$

$D(\nu)$ Densité de modes du rayonnement à la fréquence ν

17

$D(\nu)$ Densité de modes du rayonnement à la fréquence ν cf. amphi 6, p.15-21



Dans la limite du continuum, $N_{<}(\nu) = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \int_{\nu(\vec{k}) < \nu} d^3\vec{k}$

car dans une boîte de taille L , les valeurs de \vec{k} sont multiples de $\frac{2\pi}{L}$

$$N_{<}(\nu) = V \frac{\text{Volume de l'espace des } \vec{k} \mid \nu_{\vec{k}} < \nu}{(2\pi)^3}$$

18

$D(\nu)$ Densité de modes du rayonnement à la fréquence ν cf. amphi 6, p.15-21

$$N_{<}(\nu) = 2 V \frac{\text{Volume de l'espace des } \vec{k} \mid \nu_{\vec{k}} < \nu}{(2\pi)^3} \quad (\times 2 \text{ polarisations})$$

$$N_{<}(\nu) = 2 \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{4\pi k^3}{3} = \frac{8\pi}{3} V \frac{\nu^3}{c^3}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

$$k = \frac{2\pi\nu}{c}$$

cf. amphi 6, p.20
 $D(\nu) \propto \nu^{d-1}$

$$D(\nu) = \frac{dN_{<}(\nu)}{d\nu}$$

$$D(\nu) = V \frac{8\pi}{c^3} \nu^2$$

Densité de modes électromagnétiques dans une cavité de volume V ,
(physique classique) Rayleigh (1900)

19

Spectre du corps noir

Densité d'énergie par unité de volume et de fréquence à la température T

$$u(\nu, T) = \frac{1}{V} D(\nu) \langle E(\nu, T) \rangle$$

contient deux « ingrédients » distincts

$\langle E(\nu, T) \rangle$ Énergie moyenne d'un mode de fréquence ν , à la température T

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1}$$

$D(\nu)$ Densité de modes du rayonnement à la fréquence ν

$$D(\nu) = V \frac{8\pi}{c^3} \nu^2$$

20

Spectre du corps noir

Densité d'énergie par unité de volume et de fréquence à la température T

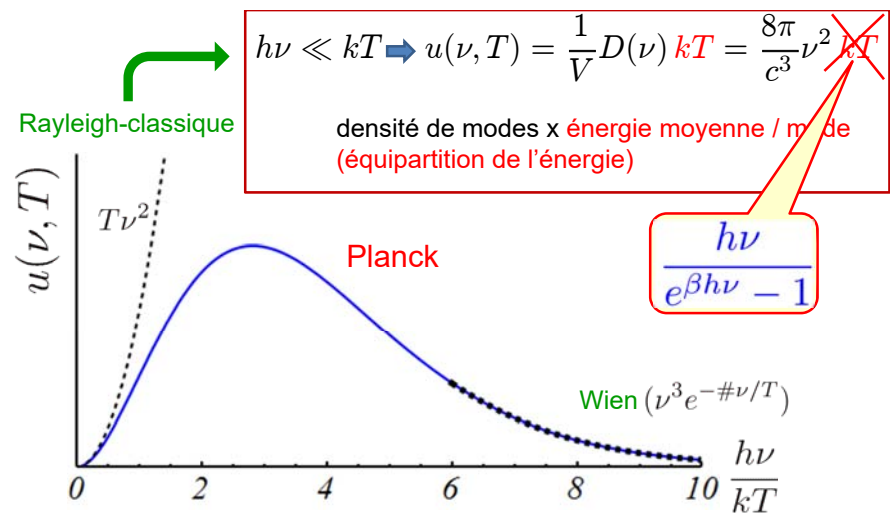
$$u(\nu, T) = \frac{1}{V} D(\nu) \langle E(\nu, T) \rangle$$

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad \text{Énergie moyenne d'un mode}$$

$$D(\nu) = V \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 \quad \text{Densité de modes}$$

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad \text{Loi de Planck}$$

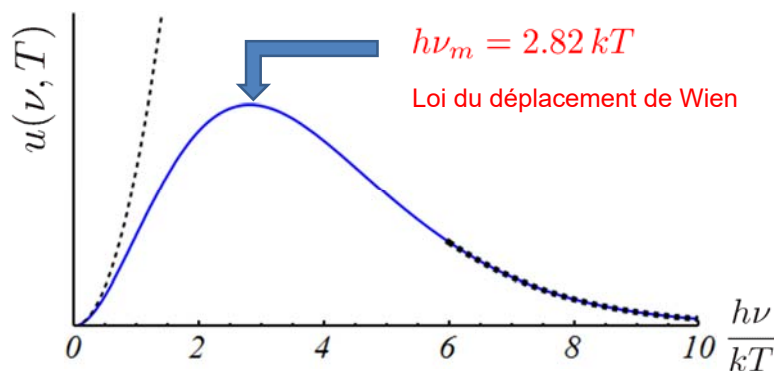
rayonnement du corps noir 21



$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad \text{Loi de Planck}$$

22

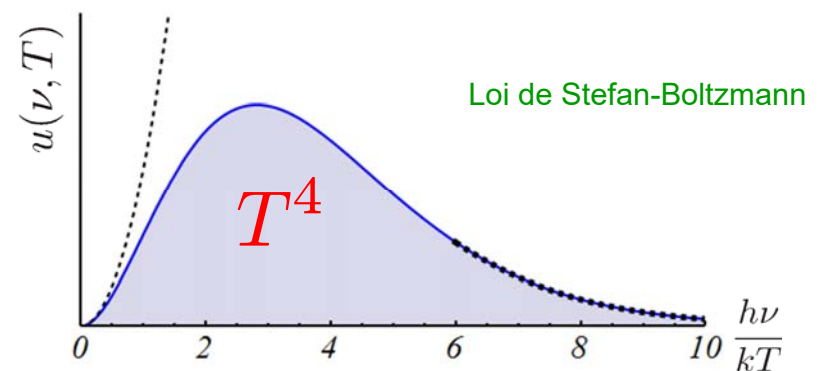
$u(\nu, T)$ est une fonction universelle $\nu^3 f\left(\frac{h\nu}{kT}\right)$



$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad \text{Loi de Planck}$$

23

Fonction universelle $\int_0^\infty \nu^3 f\left(\frac{h\nu}{kT}\right) d\nu \rightarrow T^4$



$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad \text{Loi de Planck}$$

24

Thermodynamique du rayonnement

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\beta h\nu} - 1}$$

□ Densité totale d'énergie

$$\frac{U}{V} = u_{tot} = \int_0^\infty u(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

$$u_{tot} = \frac{\pi^2 k^4}{15 \hbar^3 c^3} T^4$$

□ Puissance \mathcal{P} émise par unité de surface

$$\mathcal{P} = \frac{c}{4} u_{tot} = \sigma T^4$$

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 \hbar^3 c^2} = 5.6 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$$

constante de Stefan

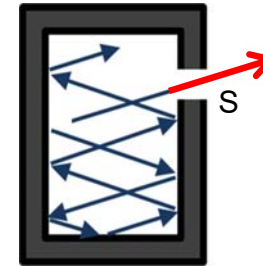
Loi de Stefan-Boltzmann

Pression $P = \frac{U}{3V} = \frac{u_{tot}}{3}$ Entropie $S = \frac{4U}{3T} \propto T^3$



Thermodynamique du rayonnement, puissance émise

□ Puissance émise par unité de surface



Energie émise à travers un orifice de surface S par unité de temps

$$\mathcal{P} = \frac{c}{2} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^\infty u(\nu) d\nu$$

$$\mathcal{P} = \frac{c}{4} u_{tot} = \sigma T^4$$

cf. poly, eq. 9.31

$$\mathcal{P}(T) = \frac{c}{4} \frac{U(T)}{V} = \sigma T^4$$

26



Thermodynamique du rayonnement, pression et entropie

Rappel (*amphi 6*): pour un gaz quantique de particules dont l'énergie varie comme $\epsilon \propto k^\alpha$, alors la densité d'états intégrée varie comme

$$N_{<}(\epsilon) \propto k^d \propto \epsilon^{d/\alpha}$$

cf. amphi 6, p. 24

$$PV = \int N_{<}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$$

$$U = \int \epsilon D(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon$$

$$U = \frac{d}{\alpha} PV$$

La pression est donc simplement proportionnelle à l'énergie totale

Pour un gaz d'électrons ($\alpha = 2$) en dimension 3

$$U = \frac{3}{2} PV$$

Pour un gaz de photons ($\alpha = 1$) en dimension 3

$$U = 3PV$$

Maxwell

Grand potentiel: $\mathcal{A} = -PV$

Entropie

$$S = -\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial T} = V \frac{\partial P}{\partial T} = \frac{1}{3} \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{4}{3} \frac{U}{T}$$

27

Thermodynamique du rayonnement

$$h\nu_m = 2.82 k_B T$$

Loi du déplacement de Wien

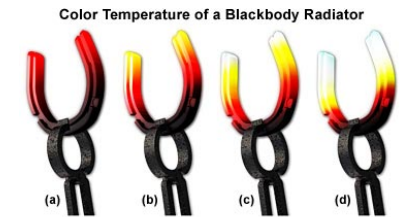
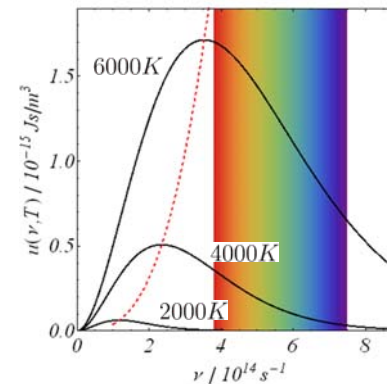
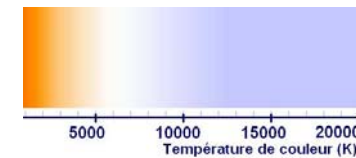
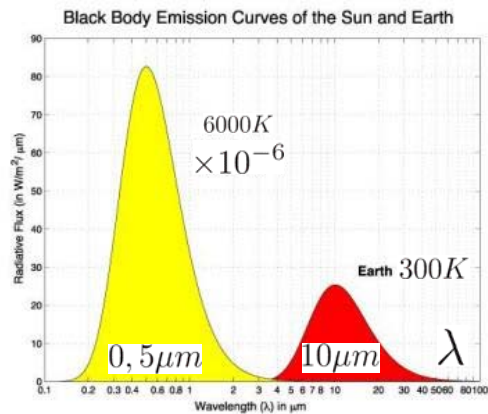


Figure 1



Le soleil, la terre et nous...



Le soleil émet dans le visible
Nous, la terre, émettons dans l'IR

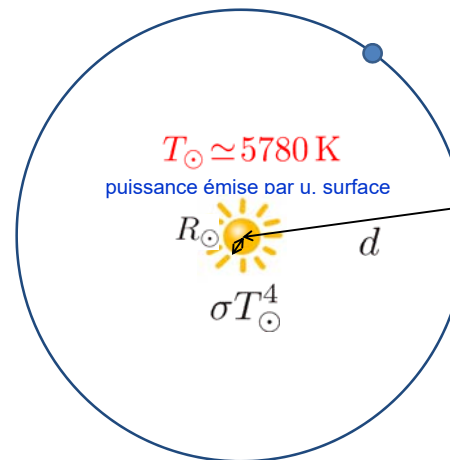
$$h\nu_m = 2.82 k_B T$$

$$P = \sigma T^4$$



29

Le soleil (☉), la terre (t) et nous... bilan thermique



puissance reçue par u. surface
au niveau de l'orbite terrestre

$$\sigma T_{\odot}^4 \frac{R_{\odot}^2}{d^2}$$

Constante solaire : puissance
reçue sur terre / u.surface,
au-dessus de l'atmosphère

$$1360 \text{ W/m}^2$$

rayon du soleil

$$R_{\odot} \simeq 700\,000 \text{ km}$$

distance soleil-terre

$$d \simeq 150\,000\,000 \text{ km}$$

constante de Stefan

$$\sigma = 5.6 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$$

Le soleil (☉), la terre (t) et nous... bilan thermique

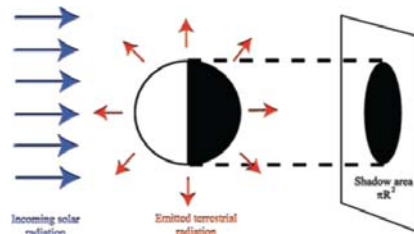
Puissance totale émise par le soleil reçue sur terre

$$P_{\odot} = \sigma T_{\odot}^4 \frac{R_{\odot}^2}{d^2} \pi R_t^2 \times 0.7$$

30% est réfléchi (albedo)

Constante solaire : puissance
reçue sur terre / u.surface
au-dessus de l'atmosphère

$$1360 \text{ W/m}^2$$



Puissance totale réémise par la terre $P_t = \sigma T_t^4 4\pi R_t^2$

Equilibre thermique :

$$P_t = P_{\odot} \implies T_t = T_{\odot} \left(\frac{0.7 R_{\odot}^2}{4 d^2} \right)^{1/4} \simeq 255 \text{ K}$$

$$T_t \simeq 255 \text{ K! } (-18^{\circ} \text{ C!})$$

En fait, la température moyenne de la terre est $T_t = 288 \text{ K } (15^{\circ} \text{ C})$

Explication : l'effet de serre

Le soleil, corps noir à $T \sim 6000\text{K}$ émet dans le visible, autour de $0.5 \mu\text{m}$

La terre, corps noir à $T \sim 300\text{K}$, réémet autour de $10\text{-}20 \mu\text{m}$

Une partie de ce rayonnement infrarouge est absorbée par l'atmosphère :
(eau, CO_2 et autres gaz dits à effet de serre)

L'effet de serre est d'abord bénéfique ...

L'effet de serre

Joseph Fourier (1768 – 1830)



Svante Arrhénius (1858-1927)



« De l'influence de l'acide carbonique dans l'air sur la température de la terre » (1896)

Un doublement du taux de CO₂ causerait un réchauffement de ~ 5 °C (2 à 4,5 °C selon GIEC)

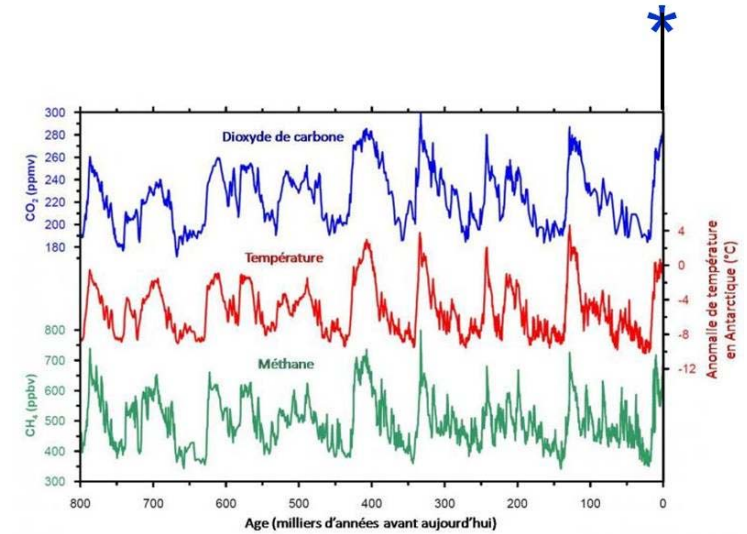
« A cause de cette augmentation de gaz carbonique dans l'atmosphère, on peut espérer bénéficier de climats plus cléments, surtout pour les régions les plus froides de la terre, de récoltes plus abondantes qui subviendront aux besoins de toute l'humanité »

Arrhenius s'attendait à ce que le taux de CO₂ double dans 3000 ans au rythme de la fin du 19^{ème} siècle

rythme actuel (données GIEC), doublement en ~ 100 ans !!

33

Variation du taux de CO₂ depuis 800 000 ans



EPICA (European Project for Ice Coring in Antarctica)

34

Pression de radiation

$$P = \frac{c}{4} u_{tot} = \sigma T^4 \quad P = \frac{u_{tot}}{3}$$

pression puissance

$$P = \frac{4P}{3c} \simeq 1 \text{ Pa}$$

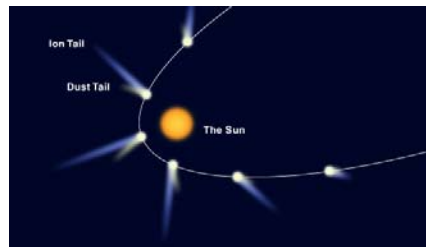
au niveau du soleil

au niveau de la terre, réduction $\frac{R_{\odot}^2}{d^2} \rightarrow P \simeq 10^{-5} \text{ Pa}$

Orientation de la queue des comètes



Hale-Bopp, 1997



Tchouri, 2015

35

Pression de radiation

$$P = \frac{c}{4} u_{tot} = \sigma T^4 \quad P = \frac{u_{tot}}{3}$$

pression puissance

$$P = \frac{4P}{3c} \simeq 1 \text{ Pa}$$

au niveau du soleil

au niveau de la terre, réduction $\frac{R_{\odot}^2}{d^2} \rightarrow P \simeq 10^{-5} \text{ Pa}$

Orientation de la queue des comètes



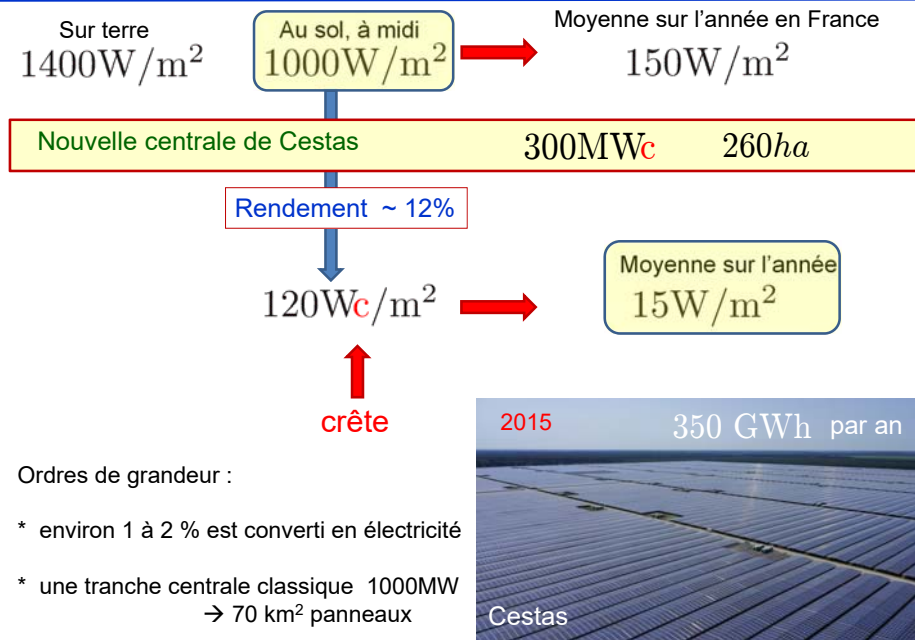
Hale-Bopp, 1997

Voiles solaires

IKAROS (Interplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun) 2010



Énergie solaire - ordres de grandeur

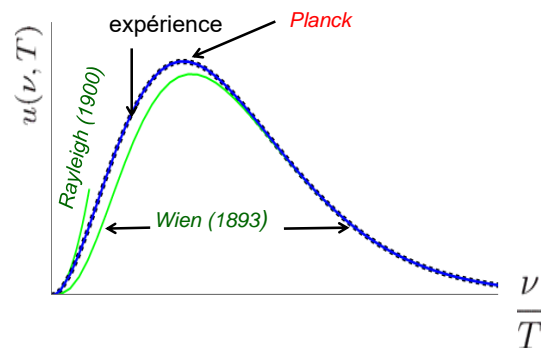


Retour à la loi de Planck de Planck aux photons



Planck, Einstein, Bose

38



$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Planck 1900 , devant la société allemande de physique

19 octobre 1900,
propose une formule empirique qui décrit parfaitement bien
les données expérimentales

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

14 décembre 1900,
Interprétation statistique (« acte de désespoir »)
Le rayonnement ne peut échanger de l'énergie avec la matière que par
paquets d'énergie $\epsilon = h\nu$

cf. problème 2017

Il introduit deux constantes

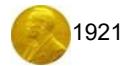
$k = R/\mathcal{N}_A$ qu'il baptise « constante de Boltzmann »

h *hilfsgröße* = quantité auxiliaire

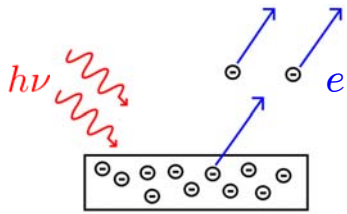


1918

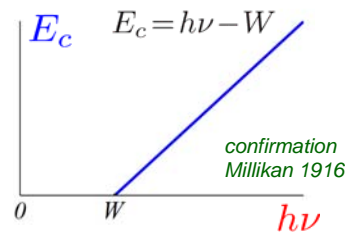
Einstein 1905, effet photoélectrique



C'est le rayonnement lui-même qui est constitué de grains d'énergie quantifiée, $h\nu$ les « quanta de lumière », interprète l'effet photoélectrique (Hertz, Lenard)



L'énergie cinétique des électrons émis ne dépend pas de l'intensité du rayonnement mais de sa fréquence.



Bose 1924

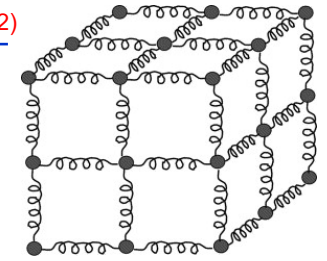
Statistique d'un gaz de particules de masse nulle (les quanta de lumière) en nombre indéterminé $\mu = 0$

Ces grains d'énergie sont baptisés **photons** (1926)

41

Les Phonons Einstein-Debye (1907-1912)

Vibrations du réseau atomique
= ensemble d'oscillateurs harmoniques couplés



Les modes propres d'oscillation sont des ondes.

Les modes de basse fréquence sont les ondes sonores

Même relation de dispersion que pour le champ électromagnétique $\omega = c_s k$

Ici 3 polarisations, 2 transverses, 1 longitudinale

↑
vitesse du son

Quantification des ondes sonores (Debye) → « Phonons »

$$u(\nu, T) = \frac{4\pi h}{c_s^3} \frac{\nu^3}{e^{\beta h\nu} - 1} \rightarrow u_{tot}(T) \propto T^4$$

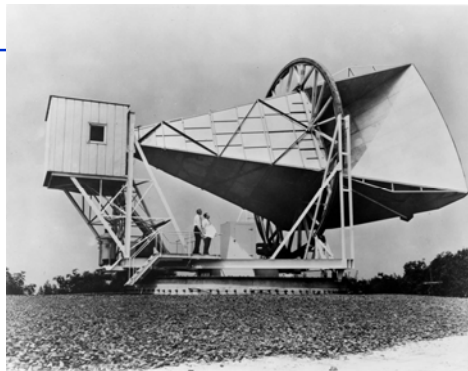
(Par polarisation)

→ Capacité thermique des « phonons » $C(T) = \frac{\partial u_{tot}}{\partial T} \propto T^3$

Une belle histoire...

1964 : A. Penzias et R. Wilson
aux laboratoires Bell (New-Jersey)

transforment une antenne de communication du réseau Telstar pour mesurer le rayonnement radio (ondes centimétriques) de la voie lactée.



Ils découvrent un bruit de fond isotrope, indépendant du temps.

La dépendance en fréquence de ce bruit de fond correspond à un rayonnement de corps noir à une température d'environ 3 K

C'est le rayonnement « fossile » de l'univers !!

43

Expansion de l'univers

1927 : Hubble

Les galaxies s'éloignent les unes des autres d'autant plus rapidement qu'elles sont éloignées

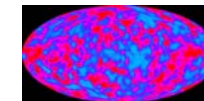
$$v = H_0 R$$

→ Temps caractéristique : $t_0 \simeq \frac{1}{H_0}$ âge de l'univers

1947 : Gamow, Alpher, Herman (abondance des éléments)

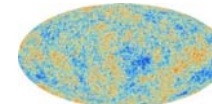
1964 : Penzias-Wilson « rayonnement fossile »

1992 : COBE



Constante de Hubble
 $H_0 \simeq 72 \text{ km/s/Mpc}$

2013 : « Planck »



$t_0 \simeq 13,8$ milliards années

44

Rayonnement « fossile »

- $t = 0$ « Big bang »

Matière et photons en équilibre à la température $T(t) \searrow$

- $t_0 = 380\,000$ ans $T_0 \simeq 3000$ K

formation des atomes - découplage photons-matière

Ensuite, la distribution thermique du rayonnement n'évolue plus (fossile) et elle reste celle d'un corps noir à $T_0 \simeq 3000$ K

$$u_0(\nu, T_0) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_0} - 1}$$

$T_0 \simeq 3000$ K ↑

Pourquoi parle-t-on de rayonnement à 3 K ?

45

Rayonnement « fossile »

Au temps t_0

$$u_0(\nu, T_0) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_0} - 1}$$

Expansion d'un facteur f entre t_0 et maintenant $R = fR_0$

$$\lambda' = f\lambda, \nu' = \frac{\nu}{f} \quad \Rightarrow \quad u(\nu', T) = \frac{u_0(\nu, T_0)}{f^3}$$

conservation de l'énergie

On mesure maintenant :

$$u(\nu', T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{(\nu/f)^3}{e^{h\nu/kT_0} - 1}$$

Que l'on peut noter sous la forme :

$$u(\nu', T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu'^3}{e^{h\nu'/kT} - 1} \quad \Rightarrow \quad T = \frac{T_0}{f}$$

Penzias, Wilson 1964

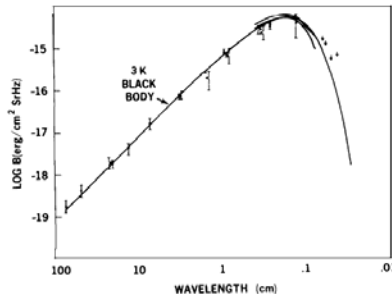
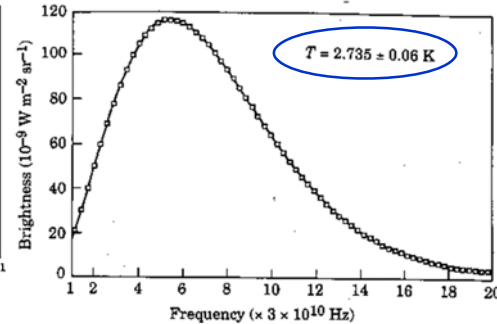


Fig. 12 Measurements of the spectrum of the cosmic microwave background radiation.

COBE 1992



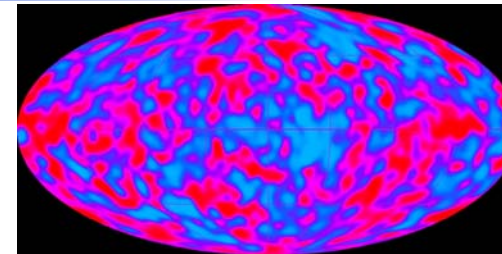
$$T = \frac{T_0}{f} = 2.735.. K$$

L'univers s'est dilaté d'un facteur

$$f \simeq 1000$$

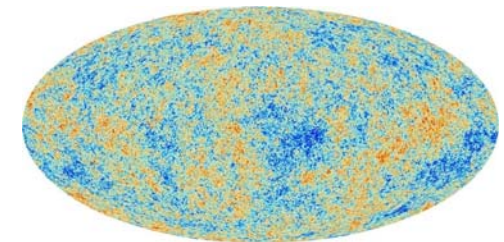
47

Rayonnement « fossile » : l'univers au temps $t_0 = 380\,000$ ans



COBE 1992

« Planck » 2013



Inhomogénéités de température

$$\Delta T \simeq 10^{-5} K$$



Scénario de formation des galaxies

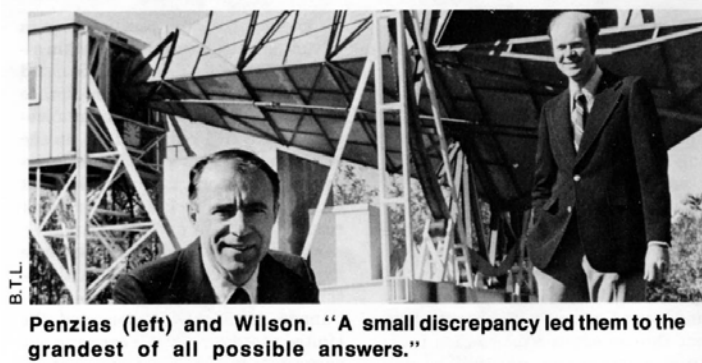
48

La découverte du rayonnement fossile de l'univers A. Penzias et R. Wilson (1964)

Un exemple de sérendipité !



Réalisation d'une découverte inattendue grâce *au hasard et à l'intelligence*, au cours d'une recherche dirigée initialement vers un objet différent de cette découverte.



Penzias (left) and Wilson. "A small discrepancy led them to the grandest of all possible answers."

49

La découverte du rayonnement fossile de l'univers A. Penzias et R. Wilson (1964)

Un exemple de sérendipité !



Réalisation d'une découverte inattendue grâce *au hasard et à l'intelligence*, au cours d'une recherche dirigée initialement vers un objet différent de cette découverte.

En 1957...

RADIOASTRONOMIE. — *Nouvelles observations du rayonnement du Ciel sur la longueur d'onde 33 cm.* Note de MM. JEAN-FRANÇOIS DENISSE, JAMES LEQUEUX et ÉMILE LE ROUX, présentée par M. André Danjon.

Rayonnement du Ciel. — En dehors des régions que l'on vient de décrire, **la brillance du Ciel paraît uniforme.** Son rayonnement est difficile à mesurer car on l'observe superposé aux émissions beaucoup plus intenses de l'environnement et au bruit propre du récepteur. Nos mesures ont toutefois permis de montrer que **la température de brillance du Ciel est inférieure à 3° K** et que ses variations d'un point à un autre sont inférieures à 0,5° K.

La découverte du rayonnement fossile de l'univers A. Penzias et R. Wilson (1964)

chercheurs aux Bell Laboratories (USA)

- 1880 – American Bell Telephone Company
- 1927 – Nature ondulatoire des électrons
- 1947 – Transistor
- 1948 – Théorie de l'information
- 1956 – Localisation d'Anderson
- 1959 – MOSFET
- 1960 – Epitaxie par jets moléculaires
- 1964 – Rayonnement cosmologique
- 1969 – Unix, C
- 1970 – Capteur CCD
- 1978 – Dopage modulé
- 1983 – Effet Hall quantique fractionnaire
- 1985 – Refroidissement laser
- 2000 - Lucent-Alcatel



A.G. Bell (1847-1922)

et ~25 000 brevets...

51

Physique statistique (PHY433)

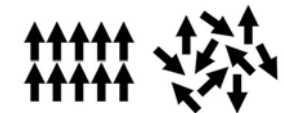
Amphi 9



Systemes en interactions
Transitions de phases



solide - liquide - gaz



ferromagnétique – paramagnétique

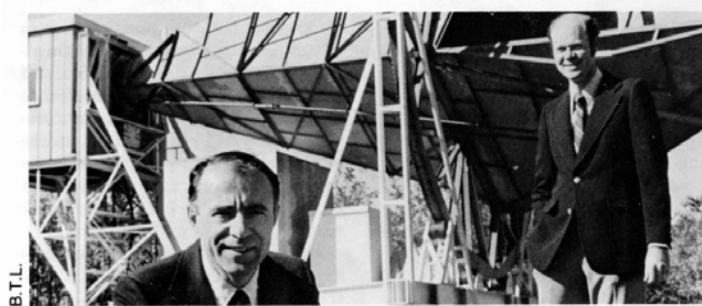
Rémi Monasson

La découverte du rayonnement fossile de l'univers A. Penzias et R. Wilson (1964)

Un exemple de sérendipité !



Réalisation d'une découverte inattendue grâce *au hasard et à l'intelligence*, au cours d'une recherche dirigée initialement vers un objet différent de cette découverte.



B.T.L.

Penzias (left) and Wilson. "A small discrepancy led them to the grandest of all possible answers."

53

La découverte du rayonnement fossile de l'univers A. Penzias et R. Wilson (1964)

Un exemple de sérendipité !



Réalisation d'une découverte inattendue grâce *au hasard et à l'intelligence*, au cours d'une recherche dirigée initialement vers un objet différent de cette découverte.

En 1957...

RADIOASTRONOMIE. — *Nouvelles observations du rayonnement du Ciel sur la longueur d'onde 33 cm.* Note de MM. JEAN-FRANÇOIS DENISSE, JAMES LEQUEUX et EMILE LE ROUX, présentée par M. André Danjon.

Rayonnement du Ciel. — En dehors des régions que l'on vient de décrire, **la brillance du Ciel paraît uniforme.** Son rayonnement est difficile à mesurer car on l'observe superposé aux émissions beaucoup plus intenses de l'environnement et au bruit propre du récepteur. Nos mesures ont toutefois permis de montrer que **la température de brillance du Ciel est inférieure à 3° K** et que ses variations d'un point à un autre sont inférieures à 0,5° K.

La découverte du rayonnement fossile de l'univers A. Penzias et R. Wilson (1964)

chercheurs aux Bell Laboratories (USA)

- 1880 – American Bell Telephone Company
- 1927 – Nature ondulatoire des électrons
- 1947 – Transistor
- 1948 – Théorie de l'information
- 1956 – Localisation d'Anderson
- 1959 – MOSFET
- 1960 – Epitaxie par jets moléculaires
- 1964 – Rayonnement cosmologique
- 1969 – Unix, C
- 1970 – Capteur CCD
- 1978 – Dopage modulé
- 1983 – Effet Hall quantique fractionnaire
- 1985 – Refroidissement laser
- 2000 - Lucent-Alcatel



A.G. Bell (1847- 1922)

et ~25 000 brevets...

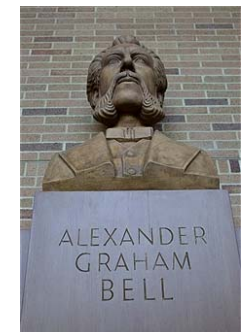
55

La découverte du rayonnement fossile de l'univers A. Penzias et R. Wilson (1964)

chercheurs aux Bell Laboratories (USA)

Leave the beaten track occasionally
and dive into the woods.

You will be certain to see something
you have never seen before



Le hasard ne favorise que les esprits préparés

L. PASTEUR

56