C2.2 Tranziții Cuantice Einstein-Bohr-Planck

$$\boxed{h\upsilon = E_n - E_{n'}}$$

Cu uantificarea Bohr a tranzițiilor cuantice, densitatea spectrală Einstein devine:

$$\boxed{\rho_\upsilon = \frac{\dfrac{A_{nn'}}{B_{nn'}}}{\dfrac{B_{n'n}}{B_{nn'}}\exp[\beta h\upsilon]-1}}$$

În continuare, asociem această expresie cu cea a ”catastrofei UV” din expresia Rayleigh-Jeans în limita clasică prin considerarea ei în două etape. Una este de a verifica limita temperaturii-înalte (caz clasic) prin dezvoltarea în serie limitată la primul ordin pentru termenul exponenţial ce conține constanta h a lui Planck (dezvoltarea clasică):

$$\infty = \lim_{\beta\to 0}\rho_\upsilon = \frac{\lim\limits_{\beta\to 0}\dfrac{A_{nn'}}{B_{nn'}}}{\lim\limits_{\beta\to 0}\left[\dfrac{B_{n'n}}{B_{nn'}}(1+\beta h\upsilon)-1\right]}$$

de unde rezultă că probabilitățile emisiei și absorbţiei forţate sunt egale

$$\boxed{B_{nn'} = B_{n'n}}$$

În aceste condiţii densitatea spectrală este recalculată prin dezvoltarea (semiclasică acum) în seria limitată la primul ordin al constantei h, şi asociată cu expresia clasică Rayleigh-Jeans ceea ce conduce la identificarea

$$\boxed{\rho_T(\upsilon) = \frac{8\pi k_B T\upsilon^2}{c^3} \equiv \rho_{R-J}(\upsilon)} \qquad \frac{8\pi\upsilon^2}{c^3\beta} = \frac{A_{nn'}}{B_{nn'}}\frac{1}{\beta h\upsilon} \qquad \boxed{\frac{A_{nn'}}{B_{nn'}} = \frac{8\pi h\upsilon^3}{c^3}}$$

În cele din urmă, cu aceste interrelații, densitatea spectrală este obţinută identic cu cea dedusă de Planck.

$$\boxed{\rho_{Planck}(\upsilon) = \frac{8\pi h}{c^3}\frac{\upsilon^3}{\exp\left(\dfrac{h\upsilon}{k_B T}\right)-1}}$$

Astfel se confirmă cu necesitate valabilitatea postulatului tranzițiilor cuantice a lui Bohr.