I. megoldás. A képernyőbe becsapódó elektronok gyorsulnak, ezért elektromágneses sugárzás (ún. fékezési sugárzás) keletkezik.

Első közelítésben a fékeződő elektronokat dipólantennaként kezelhetjük, és ismert, hogy egy antennánál a sugárzás intenzitása az antennával bezárt szög szinuszának négyzetével arányos, tehát a maximális intenzitást a képernyő síkjában tapasztalhatjuk.

II. megoldás. Egy mozgó töltés elektromos tere (lásd R. P. Feynman: Mai Fizika III. kötet 30. oldal).

$$\mathbf{E}=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{\mathbf{e}_r}{r^2}+\frac{r}{c}\frac{d}{dt}\left(\frac{\mathbf{e}_r}{r^2}\right)\right]+\frac{1}{c^2}\frac{d^2}{dt^2}\mathbf{e}_r, \tag{1}$$

ahol r a töltéstől mért távolság, $\mathbf{e}_r$, pedig a töltés irányába mutató egységvektor, amelyek a töltés látszólagos $\left(t-\frac{r}{c}\right)$ pillanatbeli helyére vonatkoznak. Az első tag a sztatikus teret írja le, a második tag pedig nagy távolságban elhanyagolható. Így a sugárzási tér:

$$\mathbf{E}=-\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 c^2}\frac{d^2}{dt^2}(\mathbf{e}_r)=-\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r}\mathbf{a}_\perp, \tag{2}$$

ahol $\mathbf{a}_\perp$ a töltés gyorsulásának r-re merőleges komponense a $\left(t-\frac{r}{c}\right)$ pillanatban (l. a megjegyzést).

Ha az elektron gyorsulása a, és ϑ a megfigyelés irányának az elektronok terjedési irányával bezárt szöge, akkor

$$|\mathbf{a}_\perp|=a\sin\vartheta, \tag{3}$$

mert a feltevés szerint a gyorsulás végig merőleges a képernyőre.

A Poynting vektor:

$$\mathbf{S}=\frac{1}{\mu_0}\mathbf{E}\times\mathbf{B}. \tag{4}$$

Elektromágneses hullámokban

$$|\mathbf{E}|=c|\mathbf{B}|,\quad \text{és} \tag{5}$$

$$\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}=0. \tag{6}$$

A (2)–(6) egyenletek alapján

$$|\mathbf{S}|=\frac{q^2}{(4\pi\varepsilon_0 c^2 r)^2\mu_0 c}a^2\sin^2\vartheta. \tag{7}$$

Tehát az energiasűrűség $\sin^2\vartheta$-val arányos, így a sugárzás nulla a terjedés irányában, és a képernyő síkjában maximális.

Csordás Zoltán Mihály (Esztergom, Dobó K. Gimn., IV. o. t.)
dolgozata alapján

Megjegyzés. A (2) képletben $\frac{d^2\mathbf{e}_r}{dt^2}$-et a következőképp számolhatjuk ki: legyen az elektron r-re merőleges elmozdulása az idő függvényében $x(t)$. Tegyük fel, hogy $x(t)$ végig kicsi. Ekkor $\mathbf{e}$ szögelfordulása $\frac{x}{r}$, és mivel r nagyjából állandó, ezért

$$\frac{d^2\mathbf{e}_r}{dt^2}=\frac{1}{r}\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}=\frac{\mathbf{a}_\perp}{r}.$$