

О ВОЗМОЖНОЙ РОЛИ СВЕРХСВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПУЛЬСАРОВ

В. Я. ЭЙДМАН

Поступила 30 ноября 1971

Обсуждаются возможности механизма сверхсветового синхротронного излучения в вакууме [1] для интерпретации некоторых особенностей излучения пульсаров.

Как известно, для интерпретации наблюдаемого излучения пульсаров представлялось весьма заманчивым предположить, что источник излучения движется со скоростью, близкой к скорости света [1—3]. Однако возможность твердотельного движения области с размерами порядка 10 км с такой скоростью вызывает серьезные возражения (см., например, [4]).

Между тем, как показано в [5] (см. также [6, 7]), имеется возможность получить излучение, близкое по свойствам к излучению источника, движущегося со скоростью, близкой к скорости света или даже превышающей ее, без того, чтобы объект двигался как целое со столь большой скоростью. Поясним это обстоятельство несколько подробнее. Допустим, что источник частиц, расположенный в точке O , излучает узкий пучок, вращающийся с угловой скоростью Ω . Если этот пучок взаимодействует со сферическим слоем среды (с центром O и радиусом a), то в области взаимодействия может возникнуть дипольный момент p (например, обязанный комптоновским токам, если источник дает пучок γ -квантов). Это может быть также поляризованный внешним полем нейтральный пучок частиц или даже два пучка, каждый из которых состоит из зарядов разных знаков (например, положительные и отрицательные заряды, движущиеся в противоположных направлениях вдоль магнитной оси вращающейся нейтронной звезды [8]) и так далее. После прохождения пучка дипольный момент исчезает. Таким образом, возникает источник электромаг-

нитного поля, движущийся со скоростью $v = \Omega a$. Если $v > c$, то возникающее излучение обладает свойствами сверхсветового излучения в вакууме, хотя реальная скорость частиц, разумеется, не превышает скорости света. При этом максимум излучения приходится на длину волны $\lambda \simeq l$, где $l = a \Delta \varphi$ порядка линейного размера области взаимодействия ($\Delta \varphi$ — угловая ширина пучка).

Как и в [5], ограничимся здесь случаем, когда дипольный момент \vec{p} ориентирован вдоль определенного направления. Тогда сторонний ток может быть записан в виде [5]

$$\vec{j} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \vec{p} \delta \left[\vec{r} - \vec{r}_0(t) \right] \right\}, \quad (1)$$

где $\vec{r}_0 = a \{ \cos \Omega t, \sin \Omega t, 0 \}$; $\vec{p} = p \{ 0, 0, 1 \}$; $v = \Omega a \geq c$.

Если связывать механизм сверхсветового излучения с излучением пульсаров, то появляется возможность объяснить существование у некоторых пульсаров двух импульсов за период. Поэтому здесь наряду с интенсивностью приведено выражение для поля излучения. Разлагая поля в четырехкратные интегралы Фурье, найдем, что существенная здесь компонента электрического поля E_z есть

$$E_z(0, y, z) = -\frac{P}{2\pi^2} \int \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \vartheta}{\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 - 1} J_s(kr_0 \sin \vartheta) \delta(\omega - s\Omega) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\omega d\vec{k}, \quad (2)$$

где $\vec{k} = k \{ \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1, \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1, \cos \vartheta_1 \}$; $\vec{r} = \{ 0, y, z \}$; $r = \sqrt{y^2 + z^2}$; $J_s(kr_0 \sin \vartheta)$ — функция Бесселя.

Чтобы найти волновое поле (при $r \rightarrow \infty$), необходимо использовать метод перевала. В результате после некоторых вычислений для основной части поля, отвечающей $s \gg 1$, будем иметь

$$E_\vartheta(0, y, z) = -\frac{p \sin \vartheta}{\sqrt{2\pi\Omega} c^2 r (\beta \sin \vartheta - 1)^{1/4}} \times \\ \times \int_{\Omega < \omega < c/l} \omega^{3/2} \left\{ \exp \left[-i \left(\frac{\omega}{\Omega} \left(\tau + \arccos \frac{1}{\alpha} - \sqrt{\alpha^2 - 1} \right) - \frac{\pi}{4} \right) \right] + \right. \\ \left. + \exp \left[-i \left(\frac{\omega}{\Omega} \left(\tau - \arccos \frac{1}{\alpha} + \sqrt{\alpha^2 - 1} \right) + \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\} d\omega, \quad (3)$$

$$E_\vartheta(0, y, z) = E_z(0, y, z) / \sin \vartheta.$$

$1 < x = \beta \sin \vartheta$; $\tau = \Omega(t - r/c)$; $0 < \arccos 1/x \leq \pi/2$; $\sqrt{x^2 - 1} > 0$; $\sin \vartheta = y/z$; $\omega = s\Omega$; $s \gg 1$; $r \rightarrow \infty$, причем для функции Бесселя вида $J_s(s\beta \sin \vartheta)$ при $s \gg 1$ было использовано значение

$$J_s(sx) \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi s}} \frac{1}{(x^2 - 1)^{1/4}} \cos \left[\left(-\arccos \frac{1}{x} + \sqrt{x^2 - 1} \right) s + \frac{\pi}{4} \right],$$

$$x > 1; \sqrt{x^2 - 1} > 0; 0 \leq \arccos \frac{1}{x} \leq \frac{\pi}{2}.$$

Разумеется, можно было бы написать и более точную формулу для E_0 , которая не содержала бы слабой особенности при $\beta \sin \vartheta \rightarrow 1$. Однако в этом нет особой необходимости, так как интенсивность излучения не имеет особенности при $\beta \sin \vartheta = 1$. Из (3) легко найти интенсивность излучения

$$I = \frac{2p^3}{\pi c^3} \int_{\arcsin 1/\beta}^{\pi/2} \frac{\sin^3 \vartheta d\vartheta}{\sqrt{\beta^2 \sin^2 \vartheta - 1}} \int_{\Omega \cdot \omega \leq c/l} \omega^3 d\omega = \frac{p^3(\beta^2 + 1)}{2v^3} \int_{\Omega \cdot \omega \leq c/l} \omega^3 d\omega. \quad (4)$$

Из (3) следует, что за один период $2\pi/\Omega$ в точку наблюдения приходит два импульса излучения. Если обозначить $\sqrt{x^2 - 1} - \arccos \frac{1}{x} = 2\pi p + \alpha$, $p = 1, 2, 3, \dots$, $\alpha < 2\pi$, то время появления первого импульса характеризуется величиной $\tau_1 = \alpha$, а второго $\tau_2 = 2\pi - \alpha$; $\tau = 2\pi p_1 + \tau_1$; $\tau_1 < 2\pi$ (p_1 — натуральное число).

Если, однако, источник излучения окружен поглощающей средой, как это, возможно, имеет место в пульсарах, то, как правило, второй импульс будет много меньше первого, т. к. его путь в поглощающей среде гораздо длиннее, чем первого. Если же $\beta \gg 1$, и угол наблюдения ϑ мал, то пути обоих импульсов приблизительно одинаковы и могут наблюдаться оба импульса.

Как следует из изложенного выше, для того чтобы рассмотренный механизм излучения мог реализоваться, необходимо существование на некотором расстоянии от источника частиц слоя среды повышенной концентрации. Существование такого слоя в пульсарах, разумеется, весьма проблематично, однако в некоторых работах приводятся соображения в пользу этого (см., например, [9]).

Далее, для пульсарных масштабов ($\Omega \leq 100 \text{ сек}^{-1}$, $a > 10^8 \text{ см}$, $l > 10^9 \text{ см}$) в случае приблизительно однородной плотности пучка описанный выше механизм может, по-видимому, дать излучение с длиной волны $\lambda_x > 10^9 \text{ см}$. Поэтому, если связывать сверхсветовое излучение

с наблюдаемым рентгеновским излучением пульсаров, то так же, как в ряде работ (см., например, [3, 10]), следует предположить, что электроны окружающей пульсар плазмы, попадая в электромагнитное поле сверхсветового длинноволнового излучения, ускоряются последним до ультрарелятивистских энергий и при этом излучают рентгеновские кванты. По-видимому, еще более сложная ситуация с радиоизлучением, ибо, чтобы получить непосредственно сверхсветовое излучение в радиодиапазоне, необходимо, чтобы, например, первичный пучок частиц был модулирован* (с характерным размером порядка радиоволны). Разумеется, глубина модуляции может быть достаточно малой.

В заключение хочется подчеркнуть, что хотя применимость сверхсветового излучения в условиях пульсаров ни в коей мере не может считаться очевидной, тем не менее нам представляются заслуживающими внимания некоторые имеющие здесь место особенности.

Автор признателен С. А. Каплану за дискуссии.

Научно-исследовательский
радиофизический институт
г. Горький

ON THE POSSIBILITY OF SUPERLIGHT RADIATION IN PULSAR'S CONDITIONS

V. Ya. EIDMAN

The mechanism of superlight synchrotron radiation in vacuum [1] is applied to the interpretation of some peculiarities of pulsar radiation.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. T. Gold, Nature, 218, 731, 1968.
2. G. Smith, Nature, 223, 934, 1969.
3. С. А. Каплан, В. Я. Эйджман, Письма в ЖЭТФ, 10, 320, 1969.
4. С. А. Каплан, В. Я. Эйджман, Астрофизика, 7, 310, 1971.
5. В. Я. Эйджман, Радиофизика, 15, 634, 1972.
6. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 62, 173, 1972.
7. Б. М. Болотовский, В. Л. Гинзбург, УФН, 106, 577, 1972.
8. A. Deutch, Ann. d'Astrophys., 18, I, 1955.
9. F. Facini, Nature, 219, 145, 1968.
10. J. Gunn, J. Ostriker, Nature, 221, 454, 1969.

* Например, благодаря взаимодействию пучка частиц с окружающей плазмой.