

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО МАГНИТОКУЛОНОВСКИМ РАДИАЦИОННЫМ СТОЛКНОВЕНИЕМ ЗАРЯДОВ

А. В. АКОПЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 ноября 1989 г.)

В квазиклассическом приближении исследуется поляризация тормозного излучения (ТИ), вызванного электрон-ионным радиационным столкновением при наличии внешнего некантованного магнитного поля. Получено общее релятивистское выражение для степени линейной поляризации. В предельных случаях нерелятивистской и ультрарелятивистской скоростей анализируется характер зависимости поляризации от угла и частоты излучения, а также от напряженности магнитного поля и энергии.

1. Магнитокулоновским радиационным столкновением (МКРС) назовем столкновение зарядов при наличии внешнего магнитного поля, сопровождаемое возбуждением ТИ электромагнитной волны. Изучение данного процесса важно в первую очередь для интерпретации космического радиоизлучения из областей, где присутствуют сильные магнитные поля и заряды больших энергий. В частности, интерес представляет излучение пульсаров, Солнца и других космических намагниченных объектов [1, 2]. Излучение этих объектов в определенной области спектра проявляет высокую степень поляризации, которая дает ценную информацию об источнике.

В [3] в квазиклассическом приближении разработана релятивистская теория МКРС — процесса для некантованного (классического) магнитного поля. В предлагаемой работе изучается вопрос влияния магнитного поля на линейную поляризацию ТИ при МКРС-процессе. Отметим, что в [4, 5], применительно к излучению Солнца, изучался вопрос линейной поляризации ТИ без учета магнитного поля.

2. Пусть электрон, движущийся с первоначальной релятивистской скоростью v вдоль магнитного поля с напряженностью B , сталкивается с хаотически расположенными тяжелыми ионами. Будем считать, что при элементарном акте взаимодействия, отвечающем малому возмущению движения, электрон передает импульс $\hbar q$ и испускает квант с волновым вектором k и частотой ω . В этом процессе магнитное поле, управляя дрейфобразным возмущением движения электрона, тем самым влияет на спектральное распределение и поляризацию излучения.

Представим степень линейной поляризации ТИ в виде

$$\alpha = \frac{\int [|\mathbf{E}_{\omega, \perp}(\mathbf{q})|^2 - |\mathbf{E}_{\omega, \parallel}(\mathbf{q})|^2] d\mathbf{q}}{\int [|\mathbf{E}_{\omega, \perp}(\mathbf{q})|^2 + |\mathbf{E}_{\omega, \parallel}(\mathbf{q})|^2] d\mathbf{q}}, \quad (1)$$

где $E_{\omega, \perp}$, $E_{\omega, \parallel}$ есть фурье-компоненты электрического поля излучения, соответственно нормальная и параллельная к плоскости излучения (плоскости (\mathbf{k}, \mathbf{v})). Подставляя эти компоненты из [3] в (1) и интегрируя по импульсу отдачи, получим:

$$\alpha = \frac{1-x^2}{\gamma^2} \left\{ \left[\left(1-\beta x\right)^2 \left[\left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] \ln \frac{q_{max}}{q_{min}} - \frac{1}{\gamma^2} \left[\left(1-\beta x\right)^2 - \xi^2 \right]^2 \right] \left\{ \left(1-\beta x\right) \left[\left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] \left[\left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] \right\} \right. \\ \left. + \left(\beta-x\right)^2 \ln \frac{q_{max}}{q_{min}} + \frac{1-x^2}{\gamma^4} \left[\left(1-\beta x\right)^2 - \xi^2 \right]^2 \right\}^{-1} \quad (2)$$

$$\text{где } x = \cos \theta, \beta = \frac{v}{c}, \xi = \frac{\Omega}{\omega}, \Omega = \frac{eB}{mc\gamma}, \gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}.$$

$$q_{min} = \frac{\omega}{v}(1-\beta x).$$

Здесь θ есть угол излучения между векторами \mathbf{v} и \mathbf{k} ; m, e — масса и заряд электрона. Следуя [6, 7], в (2) в качестве максимального импульса отдачи выберем $h q'_{max} = m v$. Как видно, поляризация зависит от значений многих параметров, а именно угла и частоты излучения, напряженности магнитного поля, энергии и импульса отдачи. Эта особенность линейной поляризации ТИ позволяет отличить его от других, например, циклотронного (синхротронного), излучений.

Перейдем к анализу поляризации в предельных случаях скоростей.

а. *Нерелятивистская скорость.* Из (2) получим:

$$\alpha = (1-x^2) \frac{\xi_1^2 (1+\xi_1^2) \ln \eta \xi - (1-\xi_1^2)^2}{\xi_1^2 (1+\xi_1^2) (1+x^2) \ln \eta \xi + (1-x^2) (1-\xi_1^2)^2}, \quad (3)$$

где $\xi_1 = \xi^{-1}$, $\eta = m v^2 / h \Omega$.

Здесь из-за квазиклассичности $\eta \xi \gg 1$. Из (3) следует, что при $\eta \ll 1$ (малые скорости) для области частот $\omega \ll \Omega$ $\alpha \sim -1$, т. е. излучение почти целиком поляризовано в плоскости (\mathbf{k}, \mathbf{v}) . При больших скоростях ($\eta \gg 1$) в области частот $\omega \ll \Omega$ волна снова поляризована в плоскости (\mathbf{k}, \mathbf{v}) , а при частотах $\omega \gtrsim \Omega$ поляризация становится положительной, причем

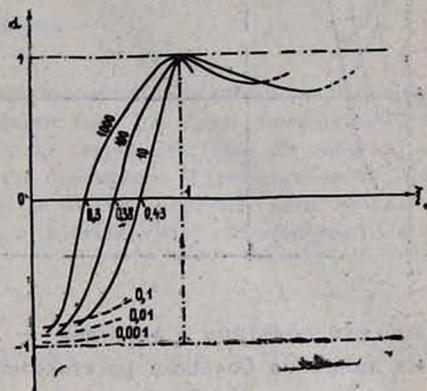
$$\alpha \simeq \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (4)$$

На рис. 1 приводится графическое изображение зависимости степени поляризации от отношения ω/Ω при $\theta = 90^\circ$ и различных значениях энергии. Принято, что $\eta \xi \gtrsim 10$. Цифры у кривых обозначают значения параметра η . Пунктирные линии в нижнем левом углу соответствуют малым η . Видно, что волна, согласно сказанному, в области низких частот поляризована в плоскости (\mathbf{k}, \mathbf{v}) , тогда как более жесткое излучение поляризовано в плоскости, перпендикулярной к плоскости (\mathbf{k}, \mathbf{v}) .

Анализ показывает, что с уменьшением угла излучения уменьшается $|\alpha|$, а при дальнейшем возрастании скорости, волна преимущественно обладает положительной поляризацией в большей части спектра.

6. Ультррелятивистская скорость $v \sim c$, $\gamma \gg 1$. В этом случае излучение сосредоточено главным образом внутри ориентированного вдоль \mathbf{V} конуса направленности с узким углом раствора $\vartheta \sim \gamma^{-1}$. Вне конуса излучение подавлено магнито-релятивистским эффектом. С учетом этого из (2) имеем

Рис. 1.



$$\alpha = 2x^2 \frac{\gamma^2 \zeta^2 (1+x^2)^2 [\zeta^2 (1+x^2)^2 + 1] \ln \frac{\eta_1}{\zeta} - 1}{\gamma^2 \zeta^2 (1+x^2)^2 (1+x^4) [\zeta^2 (1+x^2)^2 + 1] \ln \frac{\eta_1}{\zeta} + 2x^2}, \quad (5)$$

$$x = \gamma \vartheta, \quad \eta_1 = \frac{mc^2}{h\Omega}, \quad \zeta = \frac{\omega}{2\gamma^2 \Omega}.$$

Здесь $\eta_1 \gg 1$, так как $B \ll B_0$, где B_0 — критическое значение магнитного поля [7]. Из (5) для области частот $\omega \gg 2\gamma\Omega$

$$\alpha = \frac{2\gamma^2 \vartheta^2}{1 + \gamma^4 \vartheta^4}. \quad (6)$$

Отсюда заключаем, что если поляризация вдоль движения отсутствует, что следует также из нерелятивистской формулы (4), то на границе конуса направленности, $\vartheta \approx \gamma^{-1}$, волна почти на 100% поляризована положительно [8]. В области частот $\omega \leq 2\gamma\Omega$, в отличие от случая (6), поляризация становится отрицательной.

На рис. 2 приводится качественное графическое изображение зависимости α от ζ для распространяющегося вдоль границы конуса направленности излучения при различных значениях γ -фактора, указанных у кривых. Принято $\eta_1 \approx 10^9$. Видно, что с ростом энергии точка пересечения, где поляризация меняет свой знак, перемещается в сторону малых частот. Пунктирная линия соответствует случаю $\gamma \sim \infty$, при котором излучение целиком поляризовано положительно.

3. Как доказано, в зависимости от значений описывающих МКРС-

процесс параметров, поляризация ТИ проявляет разный характер и этим выгодно отличается от поляризаций других излучений. Применяя полученные результаты к важному случаю излучения пульсаров, можно предполагать, что МКРС-процесс происходит вдали от пульсара, где магнитное поле значительно ослаблено, а плазма сильно разрежена. Пусть элек-

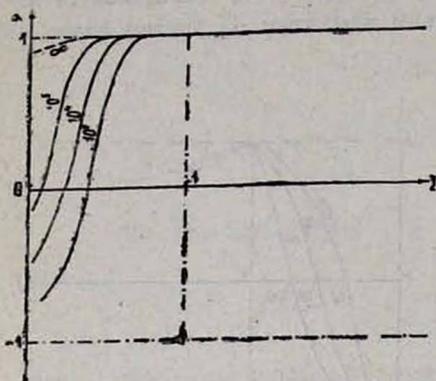


Рис. 2.

трон или позитрон с энергией $\sim 10^8$ эВ двигаясь вдоль магнитных силовых линий на большом расстоянии, где $B \sim 10^4$ Гс, сталкивается с тяжелыми ионами. Тогда оказывается, что резко направленное вперед излучение в области частот $\omega \ll 2 \cdot 10^{10}$ Гц будет поляризовано отрицательно, а при $\omega \geq 2 \cdot 10^{10}$ Гц — положительно.

Таким образом, измеряя знак и величину степени линейной поляризации ТИ в различных диапазонах частот, можно получить информацию о параметрах источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Изд. Наука, М., 1987.
2. Манчестер В., Тейлор Дж. Пульсары. Изд. Мир, М., 1980.
3. Акопян А. В. Изв. вузов, сер. Радиофизика, 33, вып. 8 (1990).
4. Корчак А. А. ДАН СССР, 173, 291 (1967).
5. Боговалов С. В., Кельнер С. Р., Котов Ю. Д. Астрономический журнал, 64, 1280 (1987).
6. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1969.
7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1980.
8. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. Атомиздат, М., 1973.

ԼԻՅՔԵՐԻ ՄԱԳՆԵՏԱԿՈՒՆՅԱՆ ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ԲԱՆՄԱՆ ԴԵՊՓՈՒՄ ԳՐԳՈՎԱԾ
 ՀԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՒՑՅԱՆ

Կվադրիլասիկ մոտավորությամբ հետազոտվում է արտաքին ուղ-բվանտացնող մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում էլեկտրոն-իոնային ռադիացիոն բախումից արձակված արդեն-

լակային ճառագայթման բևեռացման հարցը: Ստացվել է ընդհանուր ուղղաձիգային արտահայտություններ գծային բևեռացման աստիճանի համար: Ուղղաձիգային և ուղղաձիգային սահմանային դիպքերում հետազոտվում է բևեռացման բնույթը՝ կախված ճառագայթման տեղիությունից և հաճախությունից, ինչպես նաև էներգիայից և մագնիսական դաշտի լարվածությունից:

ON THE POLARIZATION OF RADIATION EXCITED BY MAGNETO-COULOMB RADIATIVE COLLISION OF CHARGES

A. V. HAKOPYAN

The polarization of bremsstrahlung excited by radiative electron-ion collisions in the presence of external non-quantizing magnetic field has been investigated in quasi-classical approximation. A general relativistic expression for the degree of linear polarization is obtained. The nature of the dependence of polarization on the emission angle and radiation frequency, as well as on the magnetic field intensity and energy has been analyzed in limiting cases of nonrelativistic and ultrarelativistic velocities.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 191—196 (1990)

УДК 621.372

УСИЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАСТИНКОЙ ИЗ НЕМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА С СОХРАНЕНИЕМ ПЛОСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

М. А. ГАНАПЕТЯН, О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет
(Поступила в редакцию 16 мая 1989 г.)

Рассмотрено нормальное прохождение плоскополяризованного света через плоскопараллельную пластинку из анизотропного негиротропного непоглощающего одноосного кристалла с разными знаками у компонент тензора диэлектрической проницаемости при произвольной ориентации оптической оси. Показано, что такая пластинка дает возможность усиливать (увеличивать) изменения азимута поляризации падающей волны, не внося характерной для анизотропных пластинок эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

1. Введение. Преобразование поляризации световой волны при ее прохождении через анизотропные и гироанизотропные кристаллы [1—3] дает большую информацию об их оптических параметрах; так, зависимость изменения азимута поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны дает возможность изучать анизотропию, гиротропию и дихроизм кристалла [2], кривая зависимости разности азимутов поляризации падающей и прошедшей волн от азимута поляризации падающей волны имеет в полярных координатах симметрию, совпадающую с симметрией об-