

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Г. Б. НЕРСИСЯН, Г. Г. МАТЕВОСЯН, Э. А. АКОПЯН, Р. А. ГЕВОРКЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 15 апреля 1996 г.)

Найдены аналитические выражения для электромагнитного поля точечной релятивистской и ультрарелятивистской частицы в холодной плазме. Показано, что электрическое поле частицы становится чисто гармонической функцией на расстояниях порядка нескольких длин скин-эффекта в системе покоя частицы.

Проходя через материальную среду, быстрая заряженная частица возбуждает за собой колебания плотности заряда (кильватерную волну) и за счет этого теряет энергию [1.] В последнее время интерес к кильватерным волнам возрос в связи с разработкой новых методов ускорения заряженных частиц [2].

В одной из модификаций метода ускорения волнами плотности заряда (см. [2]) предложен метод возбуждения в плазме кильватерных полей одним или несколькими сгустками релятивистских электронов [3]. Такие сгустки либо самопроизвольно образуются на нелинейной стадии неустойчивости пучка в плазме, либо могут инжектироваться в плазму извне. Недавно в США [4] и Японии [5] проведены эксперименты, подтверждающие правомерность и реализуемость физической концепции этого метода ускорения.

Трехмерное рассмотрение вопроса о генерации кильватерных полей релятивистскими сгустками электронов проведено в [6]. В этой работе найдены аналитические выражения для электромагнитного поля ультрарелятивистского сгустка зарядов и численно проанализирована продольная и поперечная самосогласованная динамика в собственном электромагнитном поле. Однако, полученные в работе [6] выражения для точечной ультрарелятивистской частицы в холодной плазме содержат неточности.

В настоящей работе найдены аналитические выражения для электромагнитного поля точечной частицы в холодной плазме, имеющие правильные асимптотические значения. Найдены также выражения для полей ультрарелятивистской частицы.

Рассмотрим релятивистскую частицу с зарядом q , движущуюся в однородной и изотропной среде со скоростью u , направленной вдоль оси z . Будем считать, что изменение энергии частицы много меньше кинетической энергии, так что скорость движения частицы u постоянна. Тогда плотности заряда и тока пробной частицы определяются выражениями:

$$\rho_0(\mathbf{r}, t) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}t), \quad j_0(\mathbf{r}, t) = q\mathbf{u}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}t), \quad (1)$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки наблюдения.

Макроскопические уравнения Максвелла, с плотностью заряда и тока (1), легко решаются с помощью преобразования Фурье [7]. Согласно [7], выражения для $E(\mathbf{r}, t)$ и $B(\mathbf{r}, t)$ имеют вид:

$$E(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi i q}{(2\pi)^3} \int \frac{d\mathbf{k}}{k^2} \exp[i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}t)] \left[\frac{\mathbf{k}}{\epsilon^l(\mathbf{k}, k)} + \frac{(\mathbf{k}\mathbf{u})[\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{u}) - k^2\mathbf{u}]}{k^2 c^2 - (\mathbf{k}\mathbf{u})^2 \epsilon^{tr}(\mathbf{k}, k)} \right], \quad (2)$$

$$B(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi i q c}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} \exp[i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}t)] \frac{[\mathbf{k} \times \mathbf{u}]}{k^2 c^2 - (\mathbf{k}\mathbf{u})^2 \epsilon^{tr}(\mathbf{k}, k)}, \quad (3)$$

где $\epsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k})$, $\epsilon^l(\omega, \mathbf{k})$ — поперечная и продольная диэлектрические проницаемости среды соответственно, c — скорость света в вакууме.

Для пробной частицы, скорость которой u велика по сравнению со средними скоростями электронов среды v , широко используется [8] плазменная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon^l(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (4)$$

где ν — эффективная частота столкновений электронов, ω_p — плазменная частота. Применительно к сплошной среде в используемом нами макроскопическом подходе также предполагается, что длина плазменной волны намного превышает межатомные расстояния. Отметим одно обстоятельство. Выражения (2) и (3), с диэлектрической проницаемостью (4), эквивалентны выражениям, полученным в гидродинамической модели [6].

Подставляя выражение (4) в формулы (2) и (3), после интегрирования, в пределе $\nu \ll \omega_p$, получим следующие выражения для компонент электрического поля:

$$\begin{aligned} E_z(\mathbf{r}, t) = & q\gamma \frac{(1 + k_0 R)}{R^3} \exp(-k_0 R) - \\ & - qk_p^2 \text{sgn}(\xi) \int_0^\infty \exp[-\gamma k_0 |\xi| h(x)] J_0(x k_0 \rho) \frac{x dx}{g(x)} - \\ & - 2qk_p^2 \Theta(-\xi) \exp(\nu \xi / 2u) \cos(k_p \xi) K_0(k_p \rho), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_\rho(\mathbf{r}, t) = & q\gamma \frac{\rho(1 + k_0 R)}{R^3} \exp(-k_0 R) - \\ & - \frac{qk_p^2}{\gamma} \int_0^\infty \exp[-\gamma k_0 |\xi| h(x)] J_1(x k_0 \rho) \frac{x^2 dx}{h(x)g(x)} + \\ & + 2qk_p^2 \Theta(-\xi) \exp(\nu \xi / 2u) \sin(k_p \xi) K_1(k_p \rho), \end{aligned} \quad (6)$$

$$B_z(r,t) = q\beta\gamma \frac{\rho(1+k_0 R)}{R^3} \exp(-k_0 R), \quad (7)$$

$$E_r(r,t) = B_z(r,t) = B_\theta(r,t) = 0,$$

где $\beta = u/c$, $\gamma^{-2} = 1 - \beta^2$, $k_0 = \omega_p/c$, $k_p = \omega_p/u$, $R = \sqrt{\rho^2 + \gamma^2 \xi^2}$, $h(x) = \sqrt{1+x^2}$, $g(x) = x^2 + \beta^{-2}$, $J_0(z)$, $J_1(z)$, $K_0(z)$ и $K_1(z)$ — функции Бесселя и Макдональда нулевого и первого порядка соответственно, $\Theta(z)$ — функция Хевисайда ($\Theta(0) = 1/2$), $\text{sgn}(z) = \Theta(z) - \Theta(-z)$, $\xi = z - ut$, ρ — цилиндрическая координата точки наблюдения.

Первые слагаемые в формулах (5) и (6) отвечают экранированному кулоновскому полю частицы. Вторые — определяют краевые электрические поля, возникающие вблизи частицы ($\rho < c/\omega_p$, $|\xi| < c/\gamma\omega_p$) из-за обращения в нуль плотности индуцированного заряда при $\xi = 0$ (см. [9, 10]). Последние слагаемые в формулах (5), (6) определяют кильватерное поле частицы. Именно эти слагаемые характеризуют поле на больших расстояниях за частицей ($|\xi| > c/\gamma\omega_p$).

В нерелятивистском пределе ($\beta \ll 1$) выражения (5) — (8) совпадают с приведенными в работе [11]. В ультрарелятивистском пределе ($1 - \beta \ll 1$) из (5) и (6) следует

$$E_r \approx q\gamma \frac{\rho(1+k_0 R)}{R^3} \exp(-k_0 R) + 2qk_0^2 \Theta(-\xi) \exp(u\xi/2u) \sin(k_p \xi) K_1(k_0 \rho), \quad (9)$$

$$E_z \approx qk_0^2 \text{sgn}(\xi) F(\rho, \xi) - 2qk_0^2 \Theta(-\xi) \exp(u\xi/2u) \cos(k_p \xi) K_0(k_0 \rho), \quad (10)$$

где

$$F(\rho, \xi) = \int_0^\infty \exp[-\gamma k_0 |\xi| h(x)] J_0(x k_0 \rho) \frac{x^2 dx}{x^2 + 1}. \quad (11)$$

Функция $F(\rho, \xi)$ принимает следующие значения:

$$F(0, \xi) = \frac{1 + \gamma k_0 |\xi|}{(\gamma k_0 \xi)^2} \exp(-\gamma k_0 |\xi|) + Ei(-\gamma k_0 |\xi|), \quad F(\rho, 0) = -K_0(k_0 \rho), \quad (12)$$

где $Ei(-z)$ — интегральная показательная функция.

Из формул (7) и (9) — (13) следует, что монотонные электромагнитные поля ультрарелятивистской частицы экранируются вдоль и поперек направления движения на масштабах $c/\gamma\omega_p$ и c/ω соответственно. Неточность, содержащаяся в выражениях, полученных в работе [6], приводит к тому, что электромагнитное поле вдоль направления движения уменьшается по степенному закону.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bohr. K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 18, 1 (1948).
2. T. Tajima and J. M. Dawson. Phys. Rev. Lett., 43, 267 (1979).
3. P. Chen et al. Phys. Rev. Lett., 54, 693 (1985).
4. J. B. Rosenzweig et al. Phys. Rev. Lett., 61, 98 (1988).

5. K. Nakajima et al. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A, 292, 12 (1990).
6. R. Keinigs and M. E. Jones, Phys. Fluids, 30, 252 (1987).
7. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. М., «Высшая школа», 1988.
8. V. N. Neelavathi, R. H. Ritchie and W. Brandt, Phys. Rev. Lett., 33, 302 (1974).
9. Л. М. Горбунов, Г. Г. Матевосян, Г. Б. Нерсисян. ЖЭТФ. 102, 841 (1992).
10. М. И. Рязанов. Электродинамика конденсированного вещества. М., «Наука», 1984.
11. J. Neuffeld and R. H. Ritchie. Phys. Rev., 98, 1632 (1955).

ԼԻՑԻԱՎՈՐՎԱԾ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՏԸ ՍԱՌԸ ՊԼԱԶՄԱՑՈՒՄ

Հ. Բ. ՆԵՐՍԻՍԻԱՆ, Հ. Հ. ՄԱՏԵՎՈՍԻԱՆ, Է. Ա. ԱԿՈՊԻԱՆ, Ր. Ա. ԳԵՎՈՐԿԻԱՆ

Ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ սառը պլազմայում շարժվող ռելյատիվիստիկ կետային մասնիկի էլեկտրամագնիսական դաշտի համար: Ցույց է տրված, որ մասնիկի հետ կապված համակարգում սկիզբ-էֆեկտի խորությունը գերազանցող հեռավորությունների վրա մասնակի էլեկտրական դաշտը դառնում է հարմոնիկ ֆունկցիա կոորդինատից:

ELECTROMAGNETIC FIELD OF RELATIVISTIC CHARGED PARTICLE MOVING IN COLD PLASMA

H. B. NERSISSIAN, G. G. MATEVOSSIAN, E. A. ACOPIAN, R. A. GEVORKIAN

Analytic expressions are obtained for the electromagnetic field of a point relativistic and ultrarelativistic charged particle moving in a cold plasma. In the particle coordinate system its electrical field is shown to represent a purely harmonic function at distances of several skin-layer lengths.