

2.5.3. Потоки субконтра во внешней оболочке движущегося «электрона»

Для удобства, выпишем обобщенную метрику Керра (2.5.11), описывающую усредненное поведение субконтра во внешней оболочке движущегося «электрона», в развернутом виде [19]

$$\begin{aligned}
 ds_1^{(-a)2} = & \left(1 - \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}\right) c^2 dt^2 - \frac{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}{r^2 + a^2 - r r_e} dr^2 - (r^2 + a^2 \cos^2 \theta) d\theta^2 - \\
 & - \left(r^2 + a^2 + \frac{r_e r a^2 \sin^2 \theta}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}\right) \sin^2 \theta d\varphi^2 + \frac{2r_e r a}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} \sin^2 \theta d\varphi c dt.
 \end{aligned}
 \tag{2.5.19}$$

Компоненты контравариантного метрического тензора для данного случая в координатах *Бойера – Линдквиста* имеют вид [19]

$$g^{j(-a)} = \begin{pmatrix} \frac{(r^2 + a^2)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) + r_e r a^2 \sin^2 \theta}{(r^2 + a^2 - r r_e)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)} & 0 & 0 & \frac{r_e r a}{(r^2 + a^2 - r r_e)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)} \\ 0 & \frac{-(r^2 + a^2 - r r_e)}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} & & \\ 0 & & \frac{-1}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} & \\ \frac{r_e r a}{(r^2 + a^2 - r r_e)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)} & & & \frac{-(r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r r_e)}{(r^2 + a^2 - r r_e)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) \sin^2 \theta} \end{pmatrix}
 \tag{2.5.20}$$

Напомним, что контравариантные компоненты метрического тензора g^{ij} равны

$$g^{ij} = \frac{\Delta_{ij}}{g},$$

где

$$g = \|g_{ij}\| = -(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)^2 \sin^2 \theta \tag{2.5.21}$$

– определитель, Δ_{ij} – алгебраическое дополнение соответствующего элемента матрицы (g_{ij}) .

2.5.3.1. Скорость движения субконта во внешней оболочке движущегося «электрона»

Рассмотрим радиальную составляющую скорости движения *субконта* во внешней оболочке движущегося «электрона». Для этого подобно тому, как это было сделано для внешней оболочки покоящегося «электрона» [см. (2.3.41) – (2.3.43)], выпишем и тождественно приравняем нулевые компоненты $g_{00}^{(-)}$ метрик (2.5.11) и (2.3.38)

$$\left(1 - \frac{v_r^{(-a)2}}{c^2}\right) \equiv \left(1 - \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}\right). \quad (2.5.22)$$

При этом

$$\frac{v_r^{(-a)2}}{c^2} \equiv \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} = \frac{r_e r}{\rho^2}. \quad (2.5.23)$$

Откуда находим эвристическое соотношение

$$v_r^{(-a)} \equiv c \sqrt{\frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}}. \quad (2.5.24)$$

2.5.3.2. Ускоренные токи субконта во внешней оболочке движущегося «электрона»

Напомним, что вектор ускорения субконта для стационарного случая, которым и является внешняя оболочка равномерно и прямолинейно движущегося «электрона», определяется выражениями вида (2.3.47)

$$\mathfrak{a}^{(-a)} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -grad(\ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}) + \frac{1}{c} \left[\mathfrak{v} \times \sqrt{g_{00}^{(-a)}} rot \mathfrak{g}^{(-a)} \right] \right\} \quad (2.5.25)$$

или в компонентном виде

$$a_{\alpha}^{(-a)} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^{(-a)2}}{c^2}}} \left\{ -\frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial x^{\alpha}} + \sqrt{g_{00}^{(-a)}} \left(\frac{\partial g_{\beta}^{(-a)}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha}^{(-a)}}{\partial x^{\beta}} \right) \frac{v^{(-a)\beta}}{c} \right\}, \quad (2.5.26)$$

где

$$g_{\alpha}^{(-a)} = -\frac{g_{0\alpha}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}}, \quad (2.5.26a)$$

$$v^{(-a)} = \frac{dl^{(-a)}}{d\tau^{(-a)}} = \frac{\sqrt{\left(-g_{\alpha\beta}^{(-a)} + \frac{g_{0\alpha}^{(-a)} g_{0\beta}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}} \right) dx^{\alpha} dx^{\beta}}}{\frac{\sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(dx^0 + \frac{g_{0\alpha}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}} dx^{\alpha} \right)}, \quad (2.5.27)$$

$$v^{\beta(-a)} = \frac{dx^{\beta}}{d\tau^{(-a)}} = \frac{dx^{\beta}}{\frac{\sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(dx^0 + \frac{g_{0\alpha}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}} dx^{\alpha} \right)}. \quad (2.5.28)$$

В п. 1.9.5 желтой Алсигны [8] было показано, что выражение (2.5.26) может быть формально представлено в виде следующей комбинации векторов субконтной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-a)}$ и субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$ {см. выражение (1.9.97) в [8]}

$$\mathbf{a}^{(-a)} = \mathbf{E}_o^{(-a)} + [\mathbf{v}^{(-a)} \times \mathbf{B}_o^{(-a)}], \quad (2.5.29)$$

где

$$\mathbf{a}_E^{(-a)} = \mathbf{E}_o^{(-a)} = -\gamma \operatorname{grad} \left(\ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}} \right) \quad (2.5.30)$$

– ламинарная (прямолинейная) составляющая ускорения субконтанта;

$$\mathbf{a}_B^{(-a)} = [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_o^{(-a)}] = \gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}} \left(\frac{\partial g_{\beta}^{(-a)}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha}^{(-a)}}{\partial x^{\beta}} \right) \frac{v^{\beta}}{c} \quad (2.5.31)$$

– турбулентная (вращательная) составляющая ускорения субконтанта, где \mathbf{v} , свою очередь,

$$\gamma = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^{(-a)2}}{c^2}}}. \quad (2.5.32)$$

Напомним, что градиент скалярной функции $G(x, y, z)$

$$\text{grad}G = \frac{\partial G}{\partial x}i + \frac{\partial G}{\partial y}j + \frac{\partial G}{\partial z}k$$

в искривленных координатах римановых пространств имеет вид [60]

$$\nabla G = e_i g^{ji} \frac{\partial G}{\partial x^j}.$$

Поэтому в компонентном представлении ламинарное ускорение субконтра (2.5.30) имеет следующий вид:

$$a_{Er}^{(-a)} = E_{or}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial r^*},$$

$$a_{E\theta}^{(-a)} = E_{o\theta}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \theta^*}, \quad (2.5.33)$$

$$a_{E\varphi}^{(-a)} = E_{o\varphi}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \varphi^*},$$

где

$$\frac{\partial}{\partial r^*} = g^{11(-a)} \frac{\partial}{\partial r}, \quad \frac{\partial}{\partial \theta^*} = g^{22(-a)} \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial}{\partial \varphi^*} = g^{33(-a)} \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

В свою очередь, ротор вектора \mathbf{F}

$$\text{rot}F = \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) i + \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) j + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) k$$

в искривленных координатах римановых пространств имеет вид [60]

$$\frac{1}{\sqrt{|g|}} \frac{DF_j}{\partial x^i} e^{ijk} = \frac{1}{2\sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial F_j}{\partial x^i} - \frac{\partial F_i}{\partial x^j} \right) e^{ijk}.$$

Поэтому турбулентное ускорение субконта (2.5.31) в компонентом представлении имеет вид:

$$\begin{aligned} a_{Br}^{(-a)} &= \left(v^\theta B_{0\varphi}^{(-a)} - v^\varphi B_{0\theta}^{(-a)} \right) = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left\{ v^\theta \left(\frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial r^+} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta^+} \right) - v^\varphi \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \varphi^+} - \frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial r^+} \right) \right\}, \\ a_{B\theta}^{(-a)} &= \left(v^\varphi B_{0r}^{(-a)} - v^r B_{0\varphi}^{(-a)} \right) = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left\{ v^\varphi \left(\frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial \theta^+} - \frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial \varphi^+} \right) - v^r \left(\frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial r^+} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta^+} \right) \right\}, \\ a_{B\varphi}^{(-a)} &= \left(v^r B_{0\theta}^{(-a)} - v^\theta B_{0r}^{(-a)} \right) = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left\{ v^r \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \varphi^+} - \frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial r^+} \right) - v^\theta \left(\frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial \theta^+} - \frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial \varphi^+} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2.5.34)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial r^+} = \frac{1}{2\sqrt{|g|}} \frac{\partial}{\partial r}, \quad \frac{\partial}{\partial \theta^+} = \frac{1}{2\sqrt{|g|}} \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial}{\partial \varphi^+} = \frac{1}{2\sqrt{|g|}} \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

Напомним, что выражение (2.5.29) аналогично силе Лоренца в классической электродинамике. Но в рамках Алсигны причиной электромагнетизма является не некое абстрактное, никому не известное электромагнитное поле, а ускоренные ламинарные и турбулентные течения (токи) *субконта* и *антисубконта* $\lambda_{-12 \div -16}$ -вакуумной протяженности.

Предвидим возражение, что Алсигна так же не имеет конструктивного представления о материальной субстанциональности субконта и антисубконта (об их духовной природе см. Предисловие и гл. 5 в красной Алсигне [6]). В рамках чисто геометрических построений эти псевдосреды формируют лишь иллюзию представлений о внутривакуумных процессах. Тем не менее, логический аппарат, основанный на представлениях об переплетенных субконт-антисубконтных токах, значительно тоньше по

сравнению с аппаратом классической электродинамики. Более того, субконт-антисубконтная динамика – это, на наш взгляд, и есть геометризованная вакуумная электродинамика, отвечающая критериям эйнштейновской программы полной геометризации физики.

В рамках субконтной динамики основными величинами являются вектор субконтной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-a)}$ и вектор субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$. Компоненты этих векторов, согласно (2.5.33) и (2.5.34) задаются выражениями {см. (1.9.98) в [8]}:

$$\begin{aligned} E_{or}^{(-a)} &= -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial r^*}, & B_{or}^{(-a)} &= \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(\frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial \theta^+} - \frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial \varphi^+} \right), \\ E_{o\theta}^{(-a)} &= -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \theta^*}, & B_{o\theta}^{(-a)} &= \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \varphi^+} - \frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial r^+} \right), \\ E_{o\varphi}^{(-a)} &= -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \varphi^*}, & B_{o\varphi}^{(-a)} &= \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(\frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial r^+} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta^+} \right). \end{aligned} \quad (2.5.35)$$

Напомним, что геометризованная субконт-антисубконтная динамика пригодна для описания только стационарных (т. е. не зависящих от времени) состояний вакуумной протяженности (см. гл. 1.9 в [8]).

Выпишем нулевые компоненты метрического тензора из обобщенной метрики Керра (2.5.11)

$$g_{00}^{(-a)} = 1 - \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}, \quad g_{01}^{(-a)} = g_{02}^{(-a)} = 0, \quad g_{03}^{(-a)} = \frac{2r_e r a \sin^2 \theta}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}. \quad (2.5.36)$$

При этом согласно (2.5.26a), имеем

$$g_r^{(-a)} = -\frac{g_{01}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}} = 0, \quad g_\theta^{(-a)} = -\frac{g_{02}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}} = 0, \quad g_\varphi^{(-a)} = -\frac{g_{03}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}} = -\frac{2r_e r a \sin^2 \theta}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r} \quad (2.5.37)$$

и для рассматриваемого случая, согласно (2.3.23)

$$\gamma = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_r^{(-a)2}}{c^2}}} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{r_e r}{\rho^2}}} = \frac{c^2}{\sqrt{g_{00}^{(-a)}}}. \quad (2.5.38)$$

Подставим компоненты метрического тензора (2.5.36) в выражения для компонент векторов *субконтной* напряженности $\mathbf{E}_o^{(-a)}$ и *субконтной* индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$ (2.5.35).

В результате вычислений для компонент вектора *субконтной* напряженности $\mathbf{E}_o^{(-a)}$, с учетом (2.5.37) и (2.5.38), получим

$$a_{E_r}^{(-a)} = E_{or}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial r^*} = -\frac{c^2 r_e (a^2 \cos^2 \theta - r^2) (r^2 + a^2 - r r_e)}{2 \left(1 - \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}\right)^{\frac{3}{2}} (r^2 + a^2 \cos^2 \theta)^3}, \quad (2.5.39)$$

$$a_{E_\theta}^{(-a)} = E_{o\theta}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \theta^*} = \frac{c^2 r r_e a^2 \sin 2\theta}{2 \left(1 - \frac{r_e r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}\right)^{\frac{3}{2}} (r^2 + a^2 \cos^2 \theta)^3}, \quad (2.5.40)$$

$$a_{E_\varphi}^{(-a)} = E_{o\varphi}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \varphi^*} = 0. \quad (2.5.41)$$

Внимание! Размерность компоненты $E_{o\theta}^{(-a)}$ (2.5.40) получается $1/\text{сек}^2$, отличной от размерности ускорения $\text{м}/\text{сек}^2$. Все попытки Алсигны разрешить данное затруднение, к сожалению, не увенчались успехом.

Графики функций (2.5.39) и (2.5.40) при $r \sim 10^{-11}$ см и $V_z/c = 0,00098$ представлены на рис. 2.5.4.

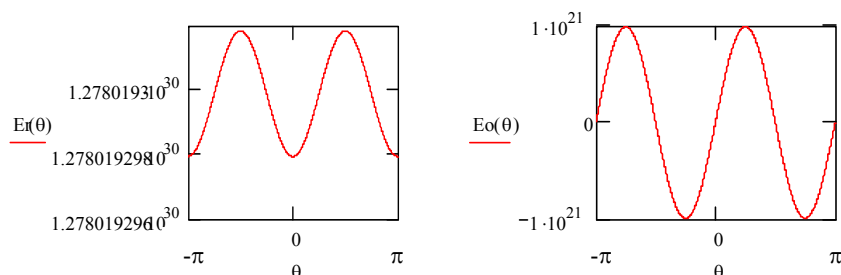


Рис. 2.5.4. Графики функций (2.5.39) и (2.5.40) при $r \sim 10^{-11}$ см и $V_z/c = 0,00098$. Расчеты выполнены с помощью ПО Mathcad

При $a = 0$ выражения (2.5.39) – (2.5.41) совпадают с выражениями (2.3.93), задающими компоненты вектора *субконтной* напряженности во внешней оболочке покоящегося «электрона».

При подстановке (2.5.36) – (2.5.38) в (2.5.35) с учетом (2.5.21) для компонент вектора субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$ во внешней оболочке движущегося свободного «электрона» получим:

$$B_{or}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_{\phi}^{(-a)}}{\partial \theta} - \frac{\partial g_{\theta}^{(-a)}}{\partial \phi} \right) = - \frac{2c r r_e a \cos \theta (r^2 + a^2 - r_e r)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2}, \quad (2.5.42)$$

$$B_{o\theta}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \phi} - \frac{\partial g_{\phi}^{(-a)}}{\partial r} \right) = \frac{c r_e a \sin \theta (a^2 \cos^2 \theta - r^2)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2}, \quad (2.5.43)$$

$$B_{o\phi}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_{\theta}^{(-a)}}{\partial r} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta} \right) = 0. \quad (2.5.44)$$

Внимание! Размерность компоненты $B_{or}^{(-a)}$ (2.5.42) 1/сек, а размерность компоненты $B_{o\theta}^{(-a)}$ (2.5.43) 1/(сек·м). Так не должно быть. Надеемся, что вмешательство математиков поможет в итоге разобраться с данными затруднениями. Вместо (2.5.42) – (2.5.44) волюнтаристски примем:

$$B_{or}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_{\varphi}^{(-a)}}{\partial \theta} - \frac{\partial g_{\theta}^{(-a)}}{\partial \varphi} \right) = - \frac{2c r_e a \cos \theta (r^2 + a^2 - r_e r)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2}, \quad (2.5.45a)$$

$$B_{o\theta}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_{\varphi}^{(-a)}}{\partial r} \right) = \frac{c r_e a \sin \theta (a^2 \cos^2 \theta - r^2)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2}, \quad (2.5.45б)$$

$$B_{o\varphi}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_{\theta}^{(-a)}}{\partial r} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta} \right) = 0. \quad (2.5.45в)$$

Подставляя компоненты вектора субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$ (2.5.45a) – (2.5.45в) в выражения для компонент турбулентного ускорения субконтна вида (2.5.34) для внешней оболочки свободного, движущегося с постоянной скоростью V_z «электрона», получим:

$$a_{Br}^{(-a)} = \left(-v^{(-a)\varphi} B_{o\theta}^{(-a)} \right) = -\frac{v^{(-a)\varphi} c r_e a \sin \theta (a^2 \cos^2 \theta - r^2)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2}$$

$$a_{B\theta}^{(-a)} = \left(v^{(-a)\varphi} B_{or}^{(-a)} \right) = -\frac{v^{(-a)\varphi} 2 c r_e a \cos \theta (r^2 + a^2 - r_e r)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2}$$

$$a_{B\varphi}^{(-a)} = \left(v^{(-a)r} B_{o\theta}^{(-a)} - v^{\theta(-a)} B_{or}^{(-a)} \right) = \frac{v^{(-a)r} c r_e a \sin \theta (a^2 \cos^2 \theta - r^2)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2} +$$

$$+ \frac{v^{(-a)\theta} 2 c r_e a \cos \theta (r^2 + a^2 - r_e r)}{(r^2 + a^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2}, \quad (2.5.46)$$

где $v^\beta = v^{\beta(-a)}$ определяются выражениями вида (2.5.28).

График $a_{B\theta}^{(-a)}$ второй компоненты из (2.5.46) представлен на рис. 2.5.5.

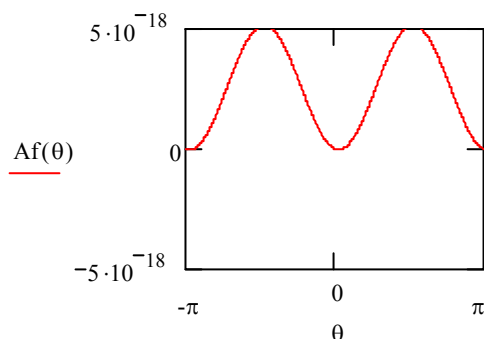


Рис. 2.5.5. График функции второй компоненты из (2.5.46) при $r \sim 9$ см, $V_z/c = 0,087$ и $v^\beta = 1$ м/с. Расчеты выполнены с помощью ПО Mathcad

В совокупности выражения (2.5.46) и (2.5.39) – (2.5.41) определяют векторное поле ламинарных и турбулентных ускорений *субконта* во внешней оболочке свободного движущегося «электрона». Как и ожидалось, компоненты поля ускорений (2.5.46) описывают тороидально - винтовой вихрь, «перемалывающий» субконт вокруг прямолинейно и равно-

мерно движущегося ядра «электрона». Поведение антисубконта в этой же области $\lambda_{-12 \div -16}$ -вакуума рассматривается в следующем пункте.