момента окончания лазерного импульса, создающего пробой, что совпадает с результатами предыдущих экспериментов [1—4]. После 50 нс скорость движения фронта поглощения резко падает и становится равной $v_{фр}=10^6$ см/с к 100 нс после начала пробоя.

Если предположить, что коэффициент поглощения однороден поперек искры, то можно найти зависимость этого коэффициента от времени и положения вдоль оси канала (рис. 2, б). Необходимые для этого поперечные размеры искры $l_\perp$ для каждого значения x и t рассчитываются по простой формуле

$$l_\perp (x, t) = d_0(x) + \frac{d_k(x) - d_c(x)}{t_c - \dfrac{x}{v_{фр}}} \left(t - \frac{x}{v_{фр}}\right), \qquad (2)$$

где $d_0(x) = 2(r_0 + x \operatorname{tg} \varphi/2)$ — диаметр светового конуса (r_0 — радиус фокального пятна, φ — угол фокусировки), $d_k(x)$ — максимальный диаметр искры для данного x, который определяется по интегральным фотографиям искры, t_c — длительность свечения искры.

Формула (2) предполагает, что поперечные размеры искры изменяются по линейному закону.

Из представленных на рис. 2, б данных по зависимости $\varkappa(t)$ для различных положений x можно получить распределение коэффициента поперечного поглощения плазмы по длине искры для различных моментов времени. Такое распределение показано на рис. 3 для $t=10 \div 130$ нс. При этом пространственное разрешение вдоль оси $\Delta x \sim 0{,}5$ мм и средняя ошибка при определении $\varkappa$ не превышает 25%.

Из рис. 3 видно, что после окончания лазерного импульса в первые моменты времени область максимального поглощения находится вблизи фокуса, причем значение коэффициента поглощения достигает 25 см $^{-1}$. В более поздние моменты эта область распространяется навстречу лазерному лучу. Скорость движения области максимального поглощения в первые 30 нс после окончания лазерного импульса остается практически постоянной и равна $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с. В дальнейшем скорость падает и после 50 нс становится равной $1{,}3 \cdot 10^6$ см/с, оставаясь постоянной до 130 нс после окончания лазерного импульса. Величина коэффициента поглощения в течение этого времени уменьшается до ~ 5 см$^{-1}$, причем спустя 130 нс после окончания лазерного импульса поглощение излучения в плазме происходит практически однородно по всей длине искрового канала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meyerand R. G., Haught A. F. «Phys. Rev. Lett.», **13**, 7, 1964.
2. Tomlinson R. G. «J. Appl. Phys.», **36**, 868, 1965; «Phys. Rev. Lett.», **14**, 489, 1965.
3. Wilson J. R. «J. Phis.», **D3**, 2005, 1970.
4. Гернитц Э., Мицук В. Е., Черников В. А. ЖТФ, **43**, 563, 1973.
5. Райзер Ю. П. «Успехи физических наук», **87**, 29, 1965.

Поступила в редакцию
26.11 1974 г.

Кафедра
электроники

УДК 539.122

А. М. ВОЛОЩЕНКО, Е. Н. ГУМИНОВ, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

ТОРМОЗНОЙ ЭФФЕКТ НА МАГНИТНОМ МОМЕНТЕ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Наличие интенсивного лазерного и микроволнового излучения позволяет наблюдать различные индуцированные процессы, нелинейные по полю волны. Одним из таких процессов является нелинейный тормозной эффект [1, 2]. В этих работах рассмотрение проводилось для случая рассеяния на кулоновском потенциале.

В настоящей заметке рассматривается нелинейный тормозной эффект при рассеянии нерелятивистских электронов на магнитном моменте (случай слабой волны рассмотрен в предыдущей работе авторов [3]). При этом как и в [1], поле волны (для определенности линейно поляризованной) будет учитываться в дипольном приближении, а взаимодействие с магнитным моментом в борновском приближении.

В рассматриваемом случае потенциал поля волны удобно задать в виде $\varphi = -(\mathbf{Er})\cos\omega t$, $\mathbf{E} = E\mathbf{e}$. Волновая функция электрона в этом поле, а также гамильтониан взаимодействия с магнитным моментом μ рассеивающего центра имеют вид

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\left(\mathbf{p} + \frac{e\mathbf{E}}{\omega}\sin\omega t\right)\mathbf{r} - \int\limits_0^t \frac{1}{2m_0}\left(\mathbf{p} + \frac{e\mathbf{E}}{\omega}\sin\omega\tau\right)^2 d\tau\right]\right\}, \tag{1}$$

$$H_{int} = -\frac{e}{m_0 c}(\widehat{\mathbf{p}}\cdot\mathbf{A}_{(\mu)}), \quad \mathbf{A}_{(\mu)} = \frac{[\mu\,\mathbf{r}]}{r^3}. \tag{2}$$

Выражение для сечения находим стандартным методом:

$$\frac{d\sigma^{\pm n}}{dO_{\mathbf{p}'}} = \frac{4e^2}{\hbar^2 c^2}\frac{p'}{p} J_n^2(x)\cdot\frac{1}{q^4}\left|[\mu\,\mathbf{q}]\left(\mathbf{p} \pm \frac{neE}{\omega x}\mathbf{e}\right)\right|^2, \tag{3}$$

$$\frac{p'^2}{2m_0} - \frac{p^2}{2m_0} = \pm n\hbar\omega, \quad \mathbf{q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}, \quad x = -\frac{eE}{\hbar m_0\omega^2}(\mathbf{qe}),$$

$$\mathbf{p} = p\mathbf{n}, \quad \mathbf{p}' = p'\mathbf{n}', \quad \mu = \mu\,\mathbf{m}, \quad \mathbf{n} = (0, 0, 1),$$

$$\mathbf{e} = (\sin\theta_0, 0, \cos\theta_0), \quad \mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z).$$

Здесь и ниже верхний (нижний) знак соответствует процессу поглощения (излучения) n фотонов волны; член с $n=0$ описывает процесс упругого рассеяния в поле волны, $\mathbf{p}$, $\mathbf{p}'$ — начальный и конечный импульсы электрона.

Параметрами, характеризующими изменение энергии при столкновении и нелинейность процесса, являются

$$\delta = n\xi = \frac{n\hbar\omega m_0}{p^2}, \quad \gamma = \frac{eEp}{\hbar\omega^2 m_0}. \tag{4}$$

В случае $\gamma \ll 1$ в (3) можно ограничиться первыми членами разложения в ряд функций Бесселя. Интегрируя по $dO_{\mathbf{p}'}$ и разлагая по $\delta \ll 1$ для сечения при $n=1$, получим

$$\sigma^{\pm 1} = \pi\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\gamma^2\left\{\frac{1}{6}[\mathbf{mn}]^2(1 + (\mathbf{en})^2) + \frac{1}{3}(\mathbf{m}[\mathbf{en}])^2 \pm \pm\xi\left(\frac{1}{2}[\mathbf{en}]^2[\mathbf{mn}]^2 + (\mathbf{en})^2 - (\mathbf{en})(\mathbf{me})(\mathbf{nm})\right)\right\},$$

$$\sigma_T^1 = \sigma^{+1} - \sigma^{-1} = \pi\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\gamma^2\xi([\mathbf{en}]^2[\mathbf{mn}]^2 + 2(\mathbf{en})^2 - 2(\mathbf{en})(\mathbf{me})(\mathbf{nm})) \geqslant 0. \tag{5}$$

Величина σ_T^1, характеризующая суммарный эффект, в случае $\gamma \ll 1$ пропорциональна коэффициенту поглощения [2, 3] [1] и в отличие от рассеяния на кулоновском центре не содержит членов $\sim\xi\ln 2/\xi$. Значение σ_T^1 минимально при $[\mathbf{mn}]=0$ и максимально при $(\mathbf{ne})^2 = [\mathbf{nm}]^2 = 1$.

Ограничиваясь для простоты случаями, когда $\mathbf{n}\perp\mathbf{e}$ и $\mathbf{n}\parallel\mathbf{e}$, приведем выражения для сечений (с точностью до высших порядков по малому параметру δ) при $n=2$:

$$\sigma_\perp^{\pm 2} = \pi\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\gamma^4\frac{1}{2^6}\left[\left(m_y^2 + \frac{1}{5}m_x^2\right) \pm \delta\left(5m_y^2 + m_x^2 - 2m_x m_y + 12 m_x m_y \ln\frac{\delta}{2}\right)\right]. \tag{6}$$

$$\sigma_\parallel^{\pm 2} = \pi\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\gamma^4\frac{[\mathbf{mn}]}{5\cdot 2^5}\left(1 \pm \frac{10}{3}\delta\right),$$

[1] В [3] имеется опечатка: в формуле (2) для коэффициента поглощения пропущен знак минус перед $(\mathbf{nm})$.

а также при $n>2$:

$$\sigma_{\perp}^{\pm n}=\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\gamma^{2n}\frac{4\pi\,[(2n)!]^2\,(2n-1)!}{(n!)^4\,(4n)!}\times$$

$$\times\left\{\frac{2\,[(2n+1)\,m_y^2+m_x^2]}{(n+1)\,(4n+3)\,(4n+2)}\,(1\pm(2n+1)\,\delta)\mp\delta\,m_xm_y\right\},$$

$$\sigma_{\parallel}^{\pm n}=\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\gamma^{2n}\,\frac{\pi\,[\mathbf{mn}]^2}{(n!)^2\,n\,(2n+1)}\left[1\pm\frac{\delta n\,(2n+1)}{(2n-1)}\right]. \qquad (7)$$

Используя (6), а также аналогичное выражение для нелинейных поправок к сечениям одноквантового процесса $\sigma^{\pm 1}$, можно посчитать первую поправку $\Delta\sigma\sim\gamma^4$ к полному сечению поглощения в случае $\mathbf{e}\perp\mathbf{n}$, которая, однако, исчезает при усреднении по направлению $\mathbf{m}$:

$$\Delta\,\sigma_{\perp}=\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\gamma^4\xi\,\frac{3\pi}{2}\,m_xm_y\ln 2.$$

В случае сильного поля излучения мы ограничимся здесь выражением для сечения излучения при $\zeta=\gamma\xi\gg 1$ и $(\mathbf{en})=1$. В этом случае во всей области интегрирования по dO_p, можно пользоваться усредненной по осцилляциям асимптотикой для $J_n^2(x)\to 1/\pi x$:

$$\sigma^{-n}=\left(\frac{e\mu}{\hbar c}\right)^2\frac{[\mathbf{mn}]^2}{\gamma\delta}\left(\sqrt{1-2\delta}+\delta\ln\left(\frac{1-\sqrt{1-2\delta}}{1+\sqrt{1-2\delta}}\right)\right).$$

Для других значений параметров вычисления носят полукачественный характер, так как приходится использовать различные асимптотики функций Бесселя в различных областях интегрирования.

Как следует из предыдущего рассмотрения, нелинейный тормозной эффект на магнитном моменте существенным образом отличается от аналогичного процесса на кулоновском центре. Это связано с относительной малостью константы взаимодействия между магнитным моментом и зарядом, а также с различным поведением соответствующих потенциалов взаимодействия на бесконечности. В случае наличия у рассеивающего центра заряда и магнитного момента, для нерелятивистской задачи последним можно пренебречь [3].

В заключение авторы выражают благодарность участникам семинара проф. А. А. Соколова за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бункин Ф. В., Федоров М. В. ЖЭТФ, **49**, 1215, 1965.
2. Бункин Ф. В., Казаков А. Е., Федоров М. В. «Успехи физических наук», **107**, 560, 1972.
3. Павленко Ю. Г., Волощенко А. М., Гуминов Е. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **16**, № 2, 239, 1975.

Поступила в редакцию
26.3 1975 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.182; 517.564

Ю. Б. ЧЕРНЯК

ОБ АСИМПТОТИКЕ ВЫРОЖДЕННОЙ ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ НА ВЕЩЕСТВЕННОЙ ОСИ

Решение поставленной задачи важно для анализа собственных функций и спектра уравнения Шредингера в потенциалах, отличающихся от кулоновского лишь на больших расстояниях от центра. Стандартное разложение [1]) при $|x|\to\infty$