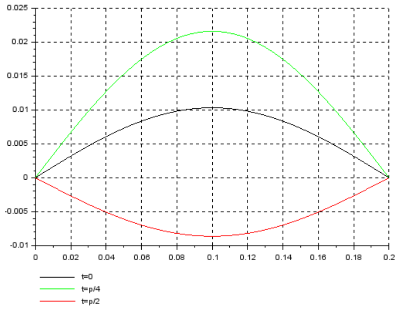

Рисунок 4 – График колебания струны при $t = 0; t = \frac{T}{4};$ $t = \frac{T}{2}; x[0; 0.2], \mathrm{n} = 1$

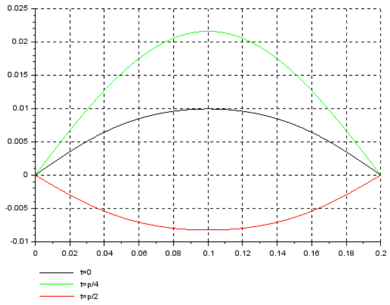

Рисунок 5 – График колебания струны при $t = 0; t = \frac{T}{4};$ $t = \frac{T}{2}; x[0; 0.2], \mathrm{n} = 3$

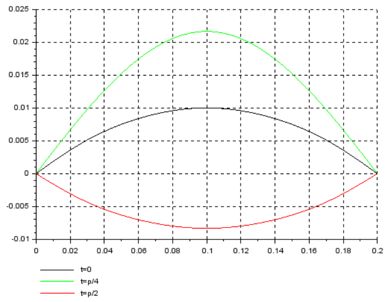

Рисунок 6 – График колебания струны при $t = 0; t = \frac{T}{4};$ $t = \frac{T}{2}; x[0; 0.2], \mathrm{n} = 5$

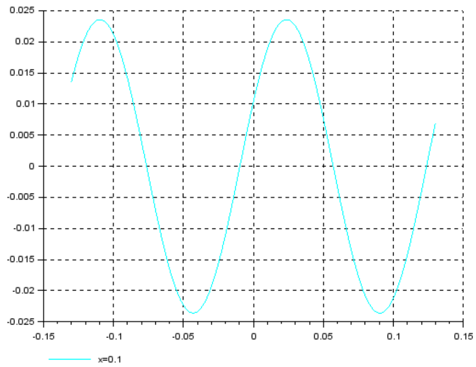

Рисунок 7 – График колебания струны при $t = [-0.13; 0.13]; x = 0.1, \mathrm{n} = 1$

Таким образом в любой момент времени t, в любой части струны, мы можем узнать ее форму.

В.П. Караханов (ГГТУ имени П.О. Сухого, Гомель)
Науч. рук. **В.Ю. Гавриш,** ст. преподаватель

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯДА В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Введение. Изучение физических свойств элементарных частиц связано с моделированием их движения. Особенно большое практическое значение подобные исследования имеют для ускорителей, в которых потоки частиц ускоряются внешним электрическим и магнитным полями.

Цель данной работы – продемонстрировать, как без учета квантово–механических эффектов при различных параметрах смоделировать движение частиц во внешнем электромагнитном поле.

Движение частицы в электромагнитном поле. Моделирование движения частицы заряда q массой m проведем в электромагнитном поле с компонентами

$$\vec{E} = \{0, E_y, E_z\}, \quad \vec{H} = \{0, 0, H_z\} \tag{1}$$

(такой выбор направления полей обусловлен дальнейшим решением поставленной задачи). В таком случае уравнения движения частицы

$$m\dot{\vec{v}} = e\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{H}] \tag{2}$$

запишутся в виде [1]

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= \frac{q}{c}\dot{y}H_z, \\ m\ddot{y} &= qE_y - \frac{q}{c}\dot{x}H_z, \\ m\ddot{z} &= qE_z. \end{aligned} \tag{3}$$

Из последнего уравнения системы (3) посредством интегрирования нетрудно получить, что

$$z(t) = \frac{qE_z}{2m}t^2 + v_{0z}t, \tag{4}$$

т.е. частица движется равноускоренно.

Для решения оставшихся уравнений второе уравнение системы (3) умножим на i и сложим с первым:

$$\ddot{x} + i\ddot{y} = \frac{q}{c}\dot{y}H_z + iqE_y - i\frac{q}{c}\dot{x}H_z, \tag{5}$$

или, упрощая, получим

$$(\ddot{x} + i\ddot{y}) + i\omega(\dot{x} + i\dot{y}) = i\frac{q}{m}E_y, \tag{6}$$

где $\omega = qH/mc$. Рассматривая $\dot{x} + i\dot{y}$ как неизвестное, решение уравнения (6) будем искать как сумму решений данного уравнения с правой частью и без: после нетрудных вычислений имеем, соответственно

$$\dot{x} + i\dot{y} = a\ e^{i\omega t} + \frac{cE_y}{H_z}, \tag{7}$$

где a – некоторая комплексная неизвестная.

Отделяя действительную и мнимую часть уравнения (7), получаем

$$\dot{x} = a\cos(\omega \mathrm{t}) + \mathrm{c}\frac{E_y}{H_z}, \quad \dot{y} = -a\sin(\omega \mathrm{t}) \tag{8}$$

или, повторно интегрируя при условии, что $x(0) = \mathrm{y}(0) = 0$ из (8) получаем [2]

$$x = \frac{a}{\omega}\sin(\omega \mathrm{t}) + \mathrm{c}\frac{E_y}{H_z}\mathrm{t},$$

$$y = \frac{a}{\omega}(\sin(\omega \mathrm{t}) - 1). \tag{9}$$

Анализ уравнений (9) показывает, что в зависимости от значения параметра a форма траектории частицы меняется; данную зависимость мы и исследуем.

Параметры моделирования. Подбирая параметр a так, чтобы

$$|a| > \frac{cE_y}{H_z} \tag{10}$$

получаем следующую траекторию движения частицы заряда q и массы m:

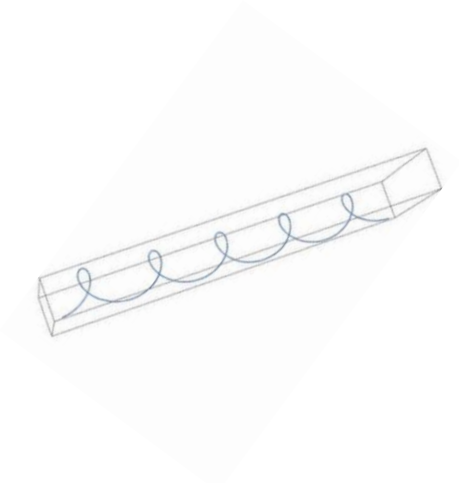

Рисунок 1 – Траектория движения частицы в случае $|a| > \frac{cE_y}{H_z}$

В случае

$$|a| < \frac{cE_y}{H_z}, \tag{11}$$

соответственно, получаем:

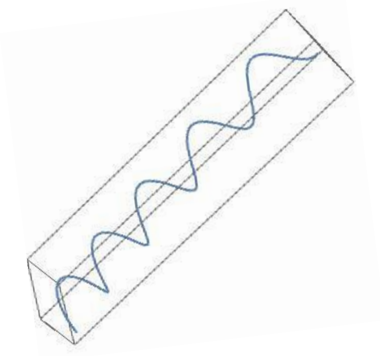

Рисунок 2 – Траектория движения частицы в случае $|a| < \frac{cE_y}{H_z}$

Заключение. Работа посвящена моделированию движения заряженных частиц во внешнем магнитном поле. В ходе работы была показана процедура решения уравнений движения заряженных частиц в электромагнитном поле с последующим моделированием движения при различных параметрах.

Авторы отмечают, что полученные результаты моделирования согласуются с известными результатами [3], что подтверждает достоверность проведенного исследования.

Литература

1. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика: учеб. пособ. для вузов в 10 т.: Т. 2. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – Москва: Физматлит. – 2006. – 586 с.

2. Медведев, Б.В. Начала теоретической физики / Б.В. Медведев. – Москва: Наука. – 1977. – 496 с.

3. Савельев И.В. Основы теоретической физики: учебник: в 2 томах. Т. 1. Механика. Электродинамика / И.В. Савельев. – Спб.: Издательство «Лань». –2005. – 496 с.

М.Д. Качан (ГрГУ имени Я.Купалы, Гродно)
Науч.рук. **В.А. Лиопо,** д-р физ.-мат. наук, профессор

СУПЕРЯЧЕЙКА ОБРАТНОЙ РЕШЕТКИ КРИСТАЛЛОВ

Ячейке кристалла с параметрами $(a,b,c,\alpha,\beta,\gamma)=(a_j^0\alpha_j^0)_{j=1,2,3}$ сопоставляется ячейка, которая описывает обратную решетку кристалла с параметрами $(a^*,b^*,c^*,\alpha^*,\beta^*,\gamma^*)=\left(a_j^*\alpha_j^*\right)_{j=1,2,3}$. Параметры этих ячеек:

$$a_j^{*(0)}=\frac{a_{j+1}^{0(*)}\ a_{j+2}^{0(*)}\ \sin\alpha_j^{0(*)}}{V^{0(*)}}, \qquad (1)$$

$$\sin\alpha_j^{0(*)}=\frac{r^{0(*)}}{\sin\alpha_{j+1}^{0(*)}\ \sin\alpha_{j+2}^{0(*)}}, \qquad (2)$$

где

$$r^{0(*)}=(1-\cos^2\alpha^{0(*)}\cos^2\beta^{0(*)}\cos^2\gamma^{0(*)}+2\cos^2\alpha^{0(*)}\cos^2\beta^{0(*)}\cos^2\gamma^{0(*)})^{1/2},$$

где

$V^{0(*)}$- объемы прямой (обратной) ячеек.

Определяемые по формуле:

$$V^{0(*)}=a^{*(0)}b^{*(0)}c^{*(0)}r^{*(0)}. \qquad (3)$$