

ОСОБЕННОСТИ БЕЗДИССИПАТИВНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ОКОЛО ПРОВОДНИКА С ТОКОМ

*В. И. Высоцкий**, *М. В. Высоцкий*

*Киевский национальный университет им. Т. Шевченко
01601, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 28 июня 2020 г.,
после переработки 28 июня 2020 г.
Принята к публикации 2 августа 2020 г.

Рассмотрены особенности свободного (вне объема проводника) движения заряженных частиц в поле векторного потенциала, образуемого при прохождении постоянного тока вдоль цилиндрического или плоского проводника. Показано, что при движении частиц с отрицательным зарядом вдоль направления тока (а также при движении положительно заряженных частиц против этого направления) процесс взаимодействия зарядов с векторным потенциалом тока соответствует наличию очень глубокой потенциальной ямы, минимум которой находится за пределами проводника. Такое положение минимума потенциальной ямы соответствует протеканию тока, сила которого не превышает нескольких килоампер для электронов и позитронов и нескольких десятков килоампер для протонов. При превышении этих величин минимум смещается в объем проводника. При уменьшении тока или увеличении продольной энергии частицы положение минимума изменяется в интервале от области около поверхности проводника до величин, которые во много десятков раз превышают толщину (диаметр) проводника. Глубина потенциальной ямы возрастает с увеличением энергии частицы и даже для нерелятивистских частиц может достигать десятков и сотен килоэлектронвольт. Структура потенциальной ямы около поверхности плоского проводника с током соответствует гармоническому осциллятору, частота которого зависит от силы тока, толщины плоского проводника и энергии частицы. Наличие таких особенностей позволяет реализовать режим бездиссипативного каналирования за пределами проводника и транспортировку частиц на большое расстояние.

DOI: 10.31857/S0044451021010028

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема оптимальной транспортировки, фокусировки и управления параметрами пучков ускоренных заряженных частиц имеет длинную историю и много вариантов решений. Ее несомненная актуальность связана как с необходимостью рассмотрения конкретных фундаментальных и прикладных задач, решаемых с помощью пучков частиц, так и с целью изучения и использования ряда аномальных свойств самих пучков как нового типа материальной среды, отличного от таких традиционных систем, как твердое тело, жидкость, газ или неподвижная плазма. Традиционные и хорошо известные методы такого управления используют сложные системы сильных магнитных и электрических полей, форми-

руемых специальными электромагнитами или высоковольтными фокусирующими системами, что связано с очень большими технологическими проблемами и затратами энергии. В последние десятилетия было много попыток альтернативного решения этой проблемы (начиная с ранних работ [1–3]) с помощью эффекта каналирования при использовании сильных упорядоченных электрических полей, существующих в объеме кристаллов.

Традиционная схема каналирования заряженных частиц соответствует их движению в сильных электрических полях ядер и электронов, локализованных в пределах конкретных осей или плоскостей кристалла. Напряженность таких внутрикристаллических полей, как правило, существенно превосходит параметры полей, создаваемых в приборах стандартной пучковой оптики. Это, в частности, позволяет изменять направление пучков частиц с помо-

* E-mail: vivyotskii@gmail.com

щью слабоизогнутых кристаллов [4]. С другой стороны, очевидно, что наличие сильного рассеяния и тепловых флуктуаций в кристаллической решетке приводит к малой длине деканализирования и невозможности использования процесса каналирования для транспортировки частиц на большие расстояния. Корректные расчеты и вся практика работы с пучками ускоренных заряженных частиц показывает, что даже в максимально оптимизированных режимах каналирования (в частности, при движении позитронов и протонов в межплоскостном пространстве кристаллов) взаимодействие с элементами кристаллической структуры приводит к очень малой длине деканализирования, которая не превышает нескольких миллиметров. Кроме того, наличие сильного внутриобъемного взаимодействия движущихся частиц с кристаллом приводит к его деградации и разрушению.

Вследствие этих обстоятельств режим внутрикристаллического каналирования не может быть использован как для транспортировки частиц на большое расстояние, так и для их эффективной фокусировки при относительно малой энергии частиц.

В работе рассмотрен принципиально другой метод реализации управляемого ориентационного движения заряженных частиц с импульсом $\mathbf{p} = \mathbf{e}_p p$ в вакууме за счет использования векторного потенциала, формируемого за пределами одиночного прямолинейного проводника с током $\mathbf{J} = \mathbf{e}_z J_z$.

Следует отметить, что при очень упрощенном (и некорректном) представлении этого процесса кажется, что его особенности должны соответствовать классической задаче о взаимодействии двух параллельных токов, которые, в зависимости от их взаимных направлений, могут либо притягиваться, либо отталкиваться, не образуя устойчивого положения равновесия. Более детальный анализ показывает, что учет специфики взаимодействия, связанного даже с очень слабыми релятивистскими эффектами, приводит к возможности реализации режима ориентационного движения, соответствующего устойчивому каналированию движущихся частиц в перестраиваемой глубокой потенциальной яме, находящейся далеко за пределами объема проводника с током. Особенности такого движения в некотором смысле объединяют положительные стороны классического и сложного по организации управления пучками в свободном пространстве с помощью пучковой оптики (движение без диссипации) и простого, но малоэффективного (из-за сильного торможения и рассеяния) управления этими же пучками за счет процесса внутриобъемного каналирования.

2. ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

2.1. «Внеобъемное» каналирование заряженных частиц в поле цилиндрического проводника с током

Движение быстрых заряженных частиц в электромагнитном поле без учета влияния спина описывает уравнение Клейна – Гордона

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - q\varphi(\mathbf{r}) \right)^2 \Psi(\mathbf{r}, t) = \left(i\hbar \nabla + \frac{q}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 c^2 + m^2 c^4 \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

которое характеризует их состояние во всех инерционных системах отсчета.

Энергия взаимодействия частицы, движущейся в направлении оси z в объеме проводника и за его пределами, характеризуется как «стандартным» скалярным потенциалом вещества проводника $V(\mathbf{r}) = q\varphi(\mathbf{r})$, так и векторным потенциалом $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_z A_z(\mathbf{r})$ электрического тока $\mathbf{J} = \mathbf{e}_z J_z$, протекающего по проводнику.

Для анализа движения частиц с импульсом $\mathbf{p} = \mathbf{e}_p p$ и зарядом q вдоль оси кристалла z уравнение (1) можно преобразовать, если сделать замену

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \tilde{\Psi}(\mathbf{r}_\perp) \exp\left(-i \frac{\varepsilon t - p_z z}{\hbar}\right), \quad (2)$$

$$\varepsilon = \sqrt{p_z^2 c^2 + m^2 c^4} + E \equiv \gamma m c^2 + E.$$

В итоге приходим к релятивистскому аналогу уравнения Шредингера в лабораторной системе координат:

$$\left[-\frac{\hbar^2 \Delta_\perp}{2\gamma m} + U(r) \right] \tilde{\Psi} = E_{eff} \tilde{\Psi}, \quad (3)$$

$$U(r) = U_A(r) + U_V(r), \quad E_{eff} = E + \frac{E^2}{2\gamma m c^2}.$$

Состояние движущейся заряженной частицы в поле цилиндрического проводника радиусом R характеризуется суммарной потенциальной энергией $U(r)$, зависящей как от вклада $U_V(r)$ усредненного скалярного потенциала $V(\mathbf{r}) = q\langle\varphi(\mathbf{r})\rangle$ конкретного материала проводника (аналогичного случаю «стандартного» каналирования частиц в объеме кристалла), так и от «векторной» компоненты $U_A(r)$, определяемой векторным потенциалом $\mathbf{A}(\mathbf{r})$,

$$U_A(r) = -q\mathbf{A} \cdot \mathbf{e}_p \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} + \frac{q^2 A^2}{2\gamma m c^2}, \quad (4)$$

$$U_V(r) = V(r) - \frac{V^2(r)}{2\gamma m c^2}.$$

В случае однородного цилиндрического проводника в форме цилиндра радиусом R векторный потен-

циал, формируемый электрическим током J , имеет вид

$$\mathbf{A} = \mathbf{e}_z A_z = \begin{cases} -\mathbf{e}_z J r^2 / c R^2, & r \leq R, \\ -\mathbf{e}_z (J/c) \{1 + \ln(r^2/R^2)\}, & r \geq R. \end{cases} \quad (5)$$

Сначала рассмотрим пространственную структуру векторной части (части, связанной с векторным потенциалом) потенциальной энергии $U_A(r)$

движущейся заряженной частицы с учетом явного вида векторного потенциала (5):

$$U_A(r) = \begin{cases} (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_p) \frac{qJ(r/R)^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma c} + \frac{q^2 J^2 (r/R)^4}{2\gamma m c^4}, & r \leq R, \\ (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_p) \frac{qJ \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma c} \left\{1 + 2 \ln \frac{r}{R}\right\} + \frac{q^2 J^2}{2\gamma m c^4} \left\{1 + 2 \ln \frac{r}{R}\right\}^2, & r \geq R. \end{cases} \quad (6)$$

Свободному движению частиц с отрицательным зарядом $q = -e$ вдоль направления тока (а также движению положительно заряженных частиц с $q = e$ против этого направления) соответствует условие $q(\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_p) < 0$. Только при таком условии в данной системе будет существовать удаленный от оси проводника устойчивый аксиально-симметричный минимум энергии частицы. При дополнительном условии

$$J < J^{(cr)} \equiv \frac{m c^3 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{|q|} \quad (7)$$

этот минимум в форме аксиальной (кольцевой) потенциальной ямы будет находиться за пределами объема проводника в области радиусом

$$\begin{aligned} r_{min} &= R \exp \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{J^{(cr)}}{J} - 1 \right) \right\} \equiv \\ &\equiv R \exp \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{m c^3 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{|q| J} - 1 \right) \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

относительно оси проводника с током.

Соответственно, при $J > J^{(cr)}$ минимум векторной части $U_A(r)$ общей потенциальной энергии $U(r)$ будет находиться внутри проводника, что сразу приводит к необходимости учета очень сильного торможения и рассеивания движущихся частиц.

Для электронов и позитронов с произвольной энергией критический ток равен

$$J^{(cr)} [\text{kA}] \approx 20 \sqrt{\gamma^2 - 1}. \quad (9)$$

Для всех типов нерелятивистских частиц с кинетической энергией продольного движения T_z величина этого тока определяется формулой

$$J^{(cr)} \approx \sqrt{2mT_z} \frac{c^2}{|q|} = \frac{m v_z c^2}{|q|}. \quad (10)$$

В частности, для протонов с энергией $T_z = 5$ кэВ критический ток равен $J^{(cr)} \approx 120$ кА и быстро возрастает с увеличением энергии. Отсюда следует, что при протекании в проводнике любого реального (умеренного) тока $J < 120$ кА центр потенциальной ямы для тяжелых частиц будет находиться за пределами проводника. При формальном условии $J \rightarrow 0$ имеем $r_{min} \rightarrow \infty$.

Глубина потенциальной ямы для движущейся заряженной частицы равна

$$U_A(r = r_{min}) = -\frac{m c^2 (\gamma^2 - 1)}{2\gamma}. \quad (11)$$

Для нерелятивистских частиц глубина ямы не зависит от их массы и численно равна кинетической энергии их продольного движения,

$$U_A(r = r_{min}) \approx -T_z. \quad (12)$$

На рис. 1 представлена радиальная структура векторной части $U_A(r)$ потенциальной ямы для электрона с различной энергией продольного движения T_z , движущегося вдоль цилиндрического проводника в направлении тока \mathbf{J} , или позитрона, движущегося против направления этого же тока.

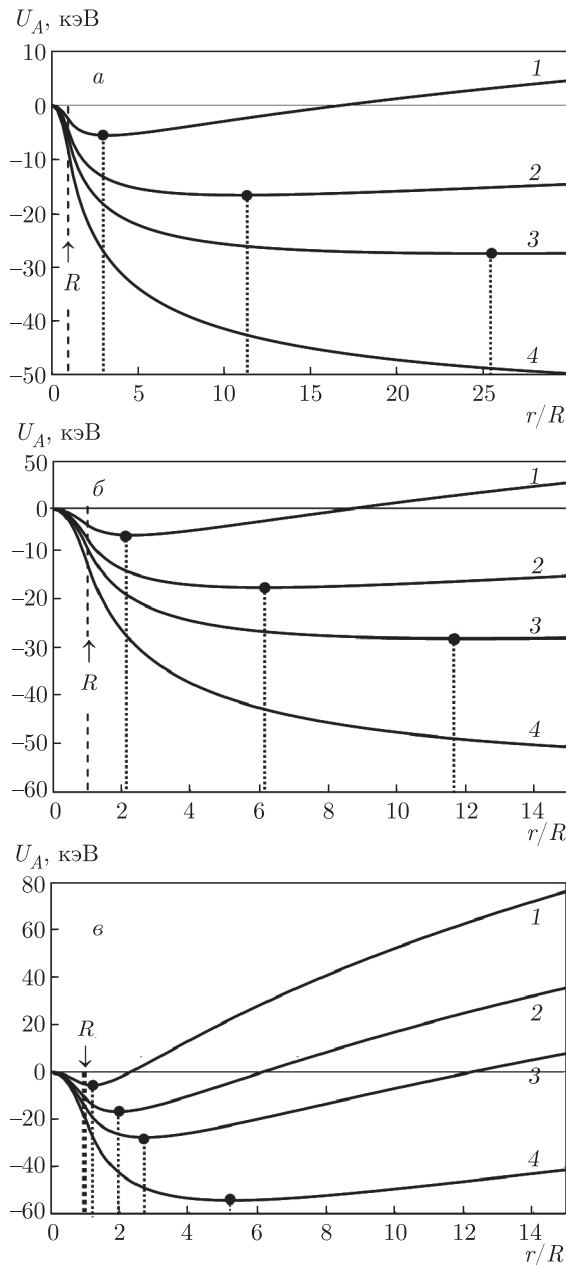


Рис. 1. Структура потенциальной ямы $U_A(r)$ для электронов с энергией продольного движения T_z [кэВ] = 5 (кривая 1), 15 (2), 25 (3), 50 (4) при протекании тока J [А] = 800 (а), 1000 (б), 2000 (е) вдоль цилиндрического проводника. Вертикальные штриховые линии показывают смещение положения минимума векторной части потенциальной энергии $U_A(r)$ электрона или позитрона в поле проводника с током относительно радиуса проводника R

Из полученных зависимостей видно, что при уменьшении силы тока минимум векторной части $U_A(r)$ потенциальной энергии очень существенно удаляется от проводника. Глубина образующейся

аксиально-симметричной потенциальной ямы, в полном соответствии с выражениями (11), (12), резко возрастает с увеличением продольной кинетической энергии электрона T_z , увеличиваясь от величины, совпадающей с T_z для сравнительно медленных электронов, до десятков и сотен килоэлектронвольт при увеличении этой энергии. Для релятивистских частиц с $\gamma \gg 1$ глубина ямы возрастает пропорционально лоренц-фактору γ .

Радиус положения минимума аксиальной потенциальной ямы r_{min} может изменяться в очень широких пределах в зависимости от соотношения $\sqrt{\gamma^2 - 1}/J$.

Исходя из этих результатов очевидно, что при выполнении условия «внеобъемного» каналирования (7) влияние намного более слабого (и усредненного по направлению продольного движения частицы) скалярного потенциала атомов вещества проводника, соответствующего «обычному» каналированию и не превышающего 50–200 эВ, на состояние частиц в суммарных потенциальных ямах является несущественным и может не учитываться. Такое игнорирование тем более обосновано тем, что преимущественная локализация частиц, продольно движущихся в области минимума векторной части потенциальной энергии, далеко отстоит от границы проводника.

Аналогичным образом легко убедиться, что чисто электростатическое взаимодействие движущегося над поверхностью проводника заряда с его изображением, формируемым в объеме проводника, будет очень мало по сравнению с энергией взаимодействия $U_A(r)$, связанной с векторным потенциалом, формируемым сравнительно большим током в проводнике, величина которого хоть и меньше, но вполне сопоставима с $J^{(cr)}$. Максимальная энергия такого взаимодействия для неподвижного электрона или позитрона, даже если рассматривать ее на минимально допустимом расстоянии $r^{(cr)} \approx 1$ нм, при котором обосновано представление о металле как сплошной проводящей среде, не превышает 2–3 эВ, что несопоставимо меньше, чем полученные выше характеристики потенциальной ямы. Для больших расстояний (в области, близкой к минимуму потенциальной ямы) и для движущихся частиц это взаимодействие будет еще меньше.

Также легко убедиться, что наличие спина у рассматриваемых частиц не оказывает существенного влияния на структуру потенциальной ямы и особенности режима каналирования. Наличие векторного потенциала $\mathbf{A}(r)$ (5) приводит к появлению магнитного поля

$$\mathbf{H}(r) = \nabla \times \mathbf{A}(r) = -\mathbf{e}_\varphi \frac{\partial A_z(r)}{\partial r}, \quad (13)$$

содержащего только одну азимутальную компоненту

$$H_\varphi = \begin{cases} 2Jr/cR^2, & r \leq R, \\ 2J/cr, & r \geq R. \end{cases} \quad (14)$$

Если учесть, что минимальное сечение проводника, через который может протекать ток величинной в сотни и тысячи ампер, не может быть меньше нескольких квадратных миллиметров, то минимальный радиус, на котором может находиться аксиально-симметричный минимум потенциальной энергии, не может быть меньше 3–5 мм. Исходя из этих данных легко показать, что максимальная напряженность магнитного поля в такой системе не будет превышать величину $H_\varphi^{(max)} \approx 1000$ Э. Соответственно, энергия взаимодействия спинового магнитного момента μ_B (магнетона Бора) электрона или позитрона с таким полем будет очень малой и не будет превышать $U_{\mu_B \mathbf{H}} = -(\mathbf{H}^{(max)} \cdot \mu_B) \approx 10^{-5}$ эВ, что дает очень малую поправку к структуре рассмотренной выше векторной части потенциальной энергии $U_A(r)$.

Таким образом, векторная часть $U_A(r)$ потенциальной энергии взаимодействия практически полностью характеризует движение заряженных частиц в поле проводника с током.

2.2. Особенности каналирования заряженных частиц в поле плоского проводника с током

Альтернативная геометрия околоповерхностного каналирования может быть связана с движением заряженных частиц в поле плоского проводника с током. Для плоского проводника в форме пластины шириной L и толщиной $2a \ll L$, центральная плоскость которой расположена при $x = 0$, векторный потенциал $\mathbf{A}(x) = \mathbf{e}_z A_z(x)$ электрического тока $\mathbf{J} = \mathbf{e}_z J_z$ определяется выражением

$$A_z = \begin{cases} -\pi x^2 J / caL, & |x| \leq a, \\ -(\pi a J / cL) \{ (2|x|/a) - 1 \}, & |x| \geq a. \end{cases} \quad (15)$$

Соответствующая этому потенциалу векторная часть $U_A(x)$ общей потенциальной энергии частицы (4) имеет вид

$$U_A(x) = -q(\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_p) A \sqrt{1 - 1/\gamma^2} + \frac{q^2 A^2}{2\gamma m c^2} = \begin{cases} -\frac{\pi q x^2 J \sqrt{\gamma^2 - 1}}{caL\gamma} + \left(\frac{\pi q x^2 J}{caL} \right)^2 \frac{1}{2\gamma m c^2}, & |x| \leq a, \\ -\frac{\pi q a J \{ (2|x|/a) - 1 \} \sqrt{\gamma^2 - 1}}{cL\gamma} + \left(\frac{\pi q a J \left[\frac{2|x|}{a} - 1 \right]}{cL} \right)^2 \frac{1}{2\gamma m c^2}, & |x| \geq a. \end{cases} \quad (16)$$

Полученную формулу для $U_A(x)$ можно преобразовать к виду, удобному для сопоставления с рассмотренным выше случаем цилиндрического проводника. Для этого общий ток в проводнике J можно представить как совокупность $N = L/2a \gg 1$ параллельных парциальных токов $J_a = J/N$, располо-

женных в пределах пластины проводника. Каждый из этих токов протекает по сечению, соответствующему квадрату со стороной $2a$, и является приближенным аналогом тока в цилиндрическом проводнике диаметром $2R$. В таком случае выражение (16) принимает вид

$$U_A(x) = \begin{cases} -\frac{\pi |q| J_a (x/a)^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{2c\gamma} + \left(\frac{\pi q (x/a)^2 J_a}{2c} \right)^2 \frac{1}{2\gamma m c^2}, & |x| \leq a, \\ -\frac{\pi |q| J_a \sqrt{\gamma^2 - 1} \left[\frac{2|x|}{a} - 1 \right]}{2c\gamma} + \left(\frac{\pi q J_a \left[\frac{2|x|}{a} - 1 \right]}{2c} \right)^2 \frac{1}{2\gamma m c^2}, & |x| \geq a. \end{cases} \quad (17)$$

В формулах (16) и (17), как и в рассмотренном выше режиме движения частицы в поле цилиндрического проводника, свободному движению частиц с отрицательным зарядом $q = -e$ вдоль направления тока (а положительно заряженных частиц с $q =$

$= e$ против этого направления) соответствует условие $q(\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{e}_p) < 0$, которое является обязательным требованием существования удаленного от поверхности проводника (при $|x| > a$) минимума векторной части потенциальной энергии частицы.

Выражение (17) для векторной части потенциальной энергии можно преобразовать к форме, соответствующей параболической потенциальной яме, т. е. к виду

$$U_A(x \geq a) = \frac{\pi^2 q^2 J_a^2}{2\gamma m c^4 a^2} \Delta x^2 - \frac{m c^2 (\gamma^2 - 1)}{2\gamma},$$

$$\Delta x = a \left(\frac{1}{2} + \frac{m c^3 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\pi |q| J_a} \right) - |x| \equiv |x_{min}| - |x|,$$
(18)

аналогичному потенциальной энергии гармонического осциллятора в потенциальной яме с центром при $|x_{min}|$. Два минимума этой потенциальной ямы,

$$U_A(x_{min}) = -m c^2 (\gamma^2 - 1) / 2\gamma, \quad (19)$$

находятся по обеим сторонам плоского проводника на расстоянии

$$x_{min} = \pm a \left(\frac{m c^3 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\pi |q| J_a} + \frac{1}{2} \right) \quad (20)$$

от его центральной плоскости с координатой $x = 0$. Это расстояние возрастает при уменьшении силы тока.

Для нерелятивистских частиц глубина (19) этой ямы, как и в случае цилиндрического проводника с током (12), не зависит от массы заряженных частиц и численно равна кинетической энергии их продольного движения T_z . Для локализации этого минимума за пределами проводника необходимо выполнение условия

$$J_a < J_a^{(cr)} = \frac{2m c^3 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\pi |q|}, \quad (21)$$

которое аналогично соответствующему требованию (7) «внеобъемного» каналирования в случае цилиндрического проводника для каналирования электронов и позитронов и отличается от него коэффициентом $2/\pi$, отражающим небольшую разницу в выборе базового элемента тока (проводник с сечением в виде окружности диаметром $2R$ или в виде квадрата со стороной $2a$). Соответственно, при $J_a > J_a^{(cr)}$ минимум потенциальной ямы будет находиться внутри проводника.

Для электронов и позитронов величина критического парциального тока для плоского проводника равна

$$J_a^{(cr)} \text{ [кА]} \approx 6\sqrt{\gamma^2 - 1}. \quad (22)$$

Для нерелятивистских частиц с кинетической энергией продольного движения T_z величина этого тока определяется формулой

$$J_a^{(cr)} \approx \sqrt{2m T_z} \frac{c^2}{\pi |q|} = \frac{m v_z c^2}{\pi |q|}. \quad (23)$$

В частности, для медленных протонов с энергией 100–400 эВ критический ток равен $J_a^{(cr)} \approx 5\text{--}10$ кА.

Из сопоставления величин (8) и (20) следует наиболее важное отличие ориентационного движения в поле плоского тока от случая цилиндрического проводника с током — расстояние от центра проводника до минимума потенциальной ямы с уменьшением тока в случае плоского проводника возрастает намного медленнее (по закону $|x_{min}| \propto 1/J_a$) по сравнению с экспоненциальным законом в случае цилиндрического проводника.

На рис. 2 представлены результаты расчета структуры векторной части потенциальной энергии для электронов и позитронов с различной энергией продольного движения T_z , движущихся в поле плоского проводника, по которому протекает парциальный ток $J_a = J(2a/N)$.

На рис. 3 представлено пространственное изменение положения потенциальной ямы для движущегося электрона или протона с энергией 50 кэВ в поле плоского проводника при уменьшении парциального тока. Их этих данных видно, что расстояние от проводника с током до центра потенциальной ямы, формируемой при взаимодействии движущегося заряда с векторным потенциалом тока, возрастет при уменьшении силы тока и может во много раз (и даже на много порядков при относительно малом токе) превосходить толщину плоского проводника.

При этом следует учесть, что такое очень большое удаление центра потенциальной ямы от проводника предполагает, что ширина L проводника существенно превышает это расстояние и $|x_{min}| \ll L$. При нарушении этого условия (и особенно в случае $|x_{min}| \gg L$) формулы (15)–(23) становятся некорректными и задачу о структуре векторной части потенциальной энергии необходимо решать с учетом решения уравнений Максвелла для векторного потенциала в проводнике с конкретной геометрией.

Состояние движущейся заряженной частицы в потенциальной яме около плоского проводника при выполнении условия $|x_{min}| < L$ соответствует гармоническому осциллятору с эквидистантным спектром $E_n = \hbar \omega_0 (n + 1/2)$ и очень большим числом уровней $N = U_A(x_{min}) / \hbar \omega_0$. Характерную частоту ω_0 этого осциллятора,

$$\omega_0 = \frac{\pi |q| J_a}{\gamma m c^2 a}, \quad (24)$$

можно определить, если сопоставить формулу (18) со стандартным выражением $U_A(x) = \gamma m \omega_0^2 (x - x_{min})^2 / 2$ для потенциальной энергии одномерного гармонического осциллятора, соот-

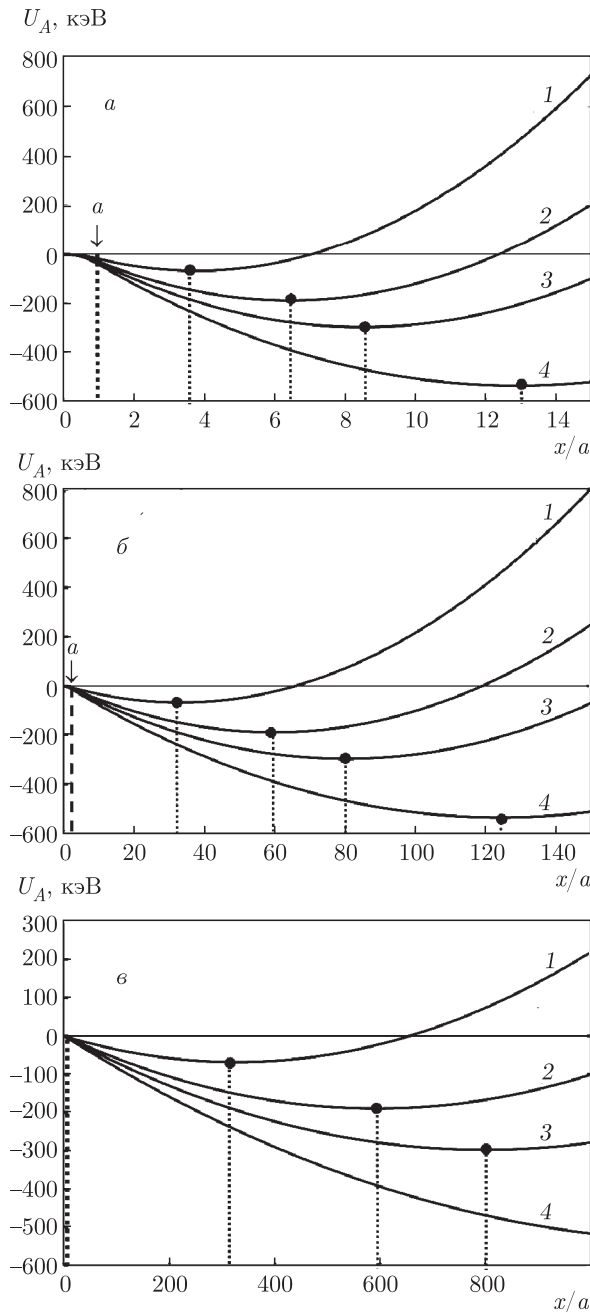


Рис. 2. Структура потенциальной ямы $U_A(x)$ для электронов с энергией продольного движения T_z [кэВ] = 5 (кривая 1), 15 (2), 25 (3), 50 (4) в зависимости от величины протекающего по плоскому проводнику парциального тока J_a [A] = $J(2a/N)$ = 2000 (а), 1000 (б), 800 (в)

ветствующего движущейся частице с массой γm в лабораторной системе. При спонтанном переходе между этими квантовыми уровнями энергии генерируется излучение. Для электронов или позитронов частота радиационного перехода между

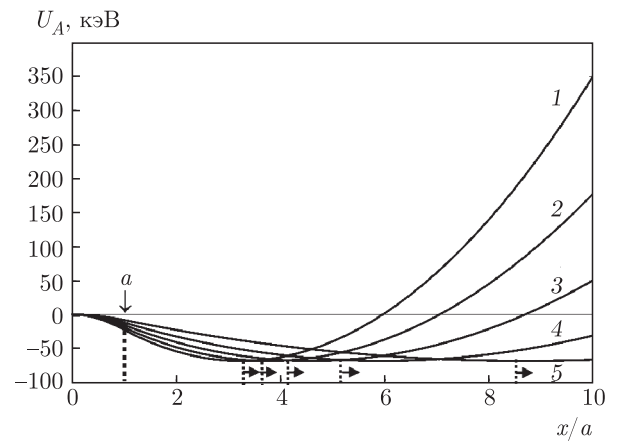


Рис. 3. Смещение минимума потенциальной ямы для заряженной частицы в поле плоского проводника при движении электрона с энергией 50 кэВ при изменении парциального тока J_a [кА] = 1.2 (1), 1.0 (2), 0.8 (3), 0.6 (4), 0.4 (5) или протона с той же энергией 50 кэВ при соответствующем изменении (в другом интервале) парциального тока J_a [кА] = 52 (1), 43 (2), 34 (3), 26 (4), 17 (5)

соседними уровнями в лабораторной системе равна

$$\omega_0 \text{ [МГц]} = 3 \frac{J_a \text{ [A]}}{\gamma a \text{ [см]}}. \quad (25)$$

Для рассмотренных примеров парциального тока $J_a \approx 10\text{--}1000$ А и при использовании плоского проводника толщиной $2a \approx 2\text{--}5$ мм эта частота для нерелятивистских электронов примерно совпадает с частотой излучения и соответствует интервалу $\omega_0 \approx \approx 100$ МГц–30 ГГц. Для релятивистских электронов частота излучения за счет эффекта Доплера может на несколько порядков превысить величину (25) и соответствовать терагерцевому диапазону.

Для медленных протонов с $(\gamma - 1) \ll 1$ характерная частота гармонического осциллятора равна

$$\omega_0 \text{ [ГГц]} = 1.5 \frac{J_a \text{ [A]}}{a \text{ [см]}}. \quad (26)$$

При токе $J_a \approx 0.1\text{--}10$ кА и в случае плоских проводников толщиной $2a \approx 2$ мм пучок медленных протонов может быть источником перестраиваемого излучения в диапазоне $\omega_0 \approx 1.5\text{--}150$ ТГц.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные особенности структуры потенциальной энергии, определяющей движение заряженных частиц в поле постоянного электрического тока, протекающего в проводниках разной конфигу-

рации, принципиально отличаются как от фокусирующих и управляющих полей очень сложных магнитных и электростатических систем, используемых для «стандартного» управления движением потоков заряженных частиц, так и от режима «стандартного» каналирования в объеме монокристаллов, жестко привязанного к конкретным осям или плоскостям кристаллов.

Имеется несколько очень существенных особенностей, характеризующих это движение.

Первая из них относится к очень простой возможности изменения положения удаленной от поверхности проводника глубокой потенциальной ямы с помощью изменения силы тока в проводнике, что позволяет реализовать бездиссипативное движение и транспортировку заряженных частиц на большое расстояние. Такая система может быть реализована, например, в удаленной от проводника вакуумированной макроскопической пустотелой трубке, изготовленной из немагнитного материала, а в случае цилиндрического проводника — в пространстве между двумя коаксиальными трубками радиусами $R_1 < r_{min}$ и $R_2 > r_{min}$, охватывающими этот проводник в области около r_{min} .

Вторая особенность связана с аномально большой глубиной этой удаленной потенциальной ямы, которая может достигать единиц, десятков и сотен килоэлектронвольт, что на несколько порядков превышает параметры потенциальных ям при каналировании в объеме кристаллов. Это важное обстоятельство позволяет обеспечить управляемую транспортировку пучков с большой угловой дисперсией полного импульса частиц.

Еще одна особенность связана с предельной простотой реализации управляемой транспортировки частиц по заданной траектории за счет использования изгибов обычного проводника с током. При этом очень большая глубина «управляющей потенциальной ямы» позволяет удерживать частицы на заданной траектории даже при резком изменении направления транспортировки. Такой метод намного проще и удобнее по сравнению с использованием громоздких и энергозатратных магнитных систем.

Дополнительным фактором применения побочных эффектов такой бездиссипативной транспортировки является возможность использования электромагнитного излучения, генерируемого при радиационных переходах между уровнями энергии движущейся частицы в формируемой удаленной потенциальной яме. Частота этого излучения для нерелятивистских протонов и релятивистских электронов соответствует терагерцевому диапазону, в рам-

ках которого, как известно, практически отсутствуют доступные источники перестраиваемого излучения.

Следует отметить еще одно важное обстоятельство. Выше было показано, что особенности движения частиц в поле плоского проводника с током полностью аналогичны гармоническому осциллятору с эквидистантным спектром и очень большим количеством разрешенных уровней энергии. При модуляции тока состояние движущихся в его поле частиц соответствует нестационарному гармоническому осциллятору. В работах [5–12] было показано, что в такой системе из-за когерентного «перемешивания» квантовых состояний происходит формирование когерентных коррелированных состояний (ККС) этих частиц.

Особенность таких состояний состоит в том, что в результате конструктивной интерференции большого количества собственных волновых функций имеет место периодическая генерация гигантских флуктуаций поперечного импульса и кинетической энергии, величина которых зависит от коэффициента корреляции и может достигать очень больших величин при малой средней энергии.

Связь среднеквадратичных флуктуаций динамических переменных, определяющих состояние такой системы (в частности поперечной координаты и импульса), задается соотношением неопределенностей Шредингера – Робертсона для этих величин:

$$\delta q \delta p \geq \frac{\hbar^*}{2}, \quad \hbar^* = \frac{\hbar}{\sqrt{1-r^2}} \equiv G\hbar, \quad (27)$$

$$r = \frac{\langle qp + pq \rangle / 2 - \langle q \rangle \langle p \rangle}{\sqrt{\langle q^2 \rangle \langle p^2 \rangle}}.$$

Базовыми величинами в этих соотношениях является коэффициент корреляции r , который задан в интервале $-1 < r < 1$ и определяется с помощью антикорреляторов для операторов соответствующих динамических переменных, а также коэффициент эффективности корреляции $G = 1/\sqrt{1-r^2}$, который изменяется в интервале $1 \leq G < \infty$ и наиболее наглядно демонстрирует преимущества использования ККС для оптимизации, например, ядерных процессов при малой энергии частиц.

Наиболее эффективным методом формирования ККС является периодическая модуляция параметров параболической потенциальной ямы (ее ширины или глубины [9–13]), в которой находится рассматриваемая частица, на частоте параметрического резонанса $\Omega = 2\omega_0$, где ω_0 — характерная частота колебаний разных заряженных частиц в стационарном гармоническом осцилляторе (25), (26).

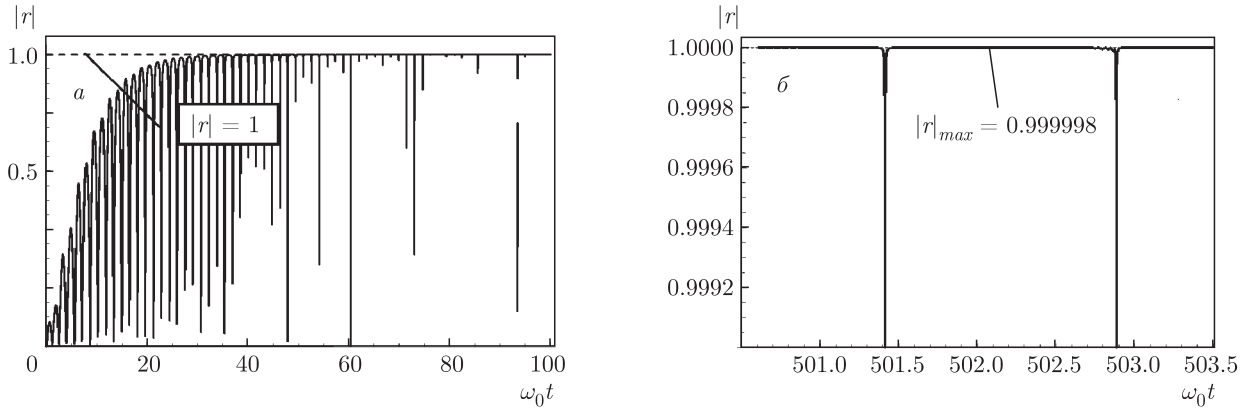


Рис. 4. Возрастание коэффициента корреляции при периодической модуляции параметров нестационарного гармонического осциллятора с индексом модуляции $g = 0.1$ в зависимости от длительности модуляции: a — в интервале $0 \leq t \leq 100/\omega_0$; b — при $t \approx 500/\omega_0$

При такой модуляции происходит нарастающее во времени формирование взаимно фазированного суперпозиционного состояния каждой из частиц в многоуровневой потенциальной яме, что через некоторое время приводит к полной синхронизации флуктуаций поперечного импульса и, соответственно, поперечной энергии на всех уровнях. Оптимальные условия для такого взаимодействия подробно рассмотрены в работе [13].

В работе [14] такая модуляция (и соответствующий максимум генерации энергии ядерного синтеза) осуществлялась при воздействии на кристалл PdD перестраиваемым когерентным излучением с частотами в диапазоне 10–20 ТГц, соответствующими условию параметрического резонанса $\Omega = 2\omega_0$ для колебаний ядер дейтерия, внедренных в решетку палладия. В работах [15–17] такая модуляция и эффективная генерация альфа-частиц обеспечивались при упорядоченном движении протонов с энергией около 500 эВ в межплоскостной потенциальной яме в решетке лития за счет взаимодействия протонов с периодически расположенными атомами.

В рассматриваемой системе такая модуляция может быть эффективно реализована при протекании слабомодулированного тока по проводнику,

$$J(t) = J_0\{1 + g \cos(2\omega_0 t)\}, \quad |g| < 1, \quad (28)$$

чему соответствует изменение характерной частоты собственных колебаний заряженной частицы в поле векторного потенциала:

$$\omega(t) = \omega_0\{1 + g \cos(2\omega_0 t)\}, \quad |g| < 1. \quad (29)$$

На рис. 4 представлена динамика формирования коэффициента корреляции электронов в такой системе при малом коэффициенте модуляции тока $g = 0.1$ [9].

Коэффициенту корреляции $|r|_{max} = 0.999998$, который достигается при $t \approx 500/\omega_0$, соответствует коэффициенту эффективности корреляции $G = 500$. При увеличении коэффициента корреляции до $|r|_{max} = 0.9999999$, что имеет место при $t \approx 1000/\omega_0$, коэффициент эффективности достигает очень большой величины $G_{max} = 3000$. Для одного из приведенных выше (см. выражение (25)) значений $\omega_0 \approx 30$ ГГц длительность формирования такого сильнокоррелированного состояния равна $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с, что при энергии продольного движения частицы 15 кэВ соответствует продольному интервалу движения в таком поле $\Delta z \approx 2$ м.

При увеличении индекса модуляции g процесс формирования коррелированного состояния частиц ускоряется. Такие большие величины коэффициента эффективности корреляции приводят к синхронным с величинами $|r|_{max}$ и G_{max} гигантским флуктуациям кинетической энергии поперечного движения заряженной частицы в рассматриваемой нестационарной параболической потенциальной яме. Амплитуда этих флуктуаций может на много порядков превосходить кинетическую энергию продольного движения частицы. Упрощенная оценка эффективности этих флуктуаций может быть проведена при использовании замены $\hbar \rightarrow \hbar^* \approx G\hbar$ в соответствующих квантовых уравнениях. Методика и примеры таких расчетов приведены в работе [13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Й. Линдхард, УФН **99**, 249 (1969).
2. D. S. Gemmel, Rev. Mod. Phys. **46**, 129 (1974).
3. Е. Х. Оцуки, *Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами*, Мир, Москва (1985).
4. В. М. Бирюков, В. И. Котов, Ю. А. Чесноков, УФН **164**, 1017 (1994).
5. E. Schrodinger, Ber. Kgl. Akad. Wiss. **24**, 296 (1930).
6. Н. Р. Robertson, Phys. Rev. A **35**, 667 (1930).
7. В. В. Додонов, В. И. Манько, Труды ФИАН **183**, 71 (1987).
8. В. В. Додонов, А. В. Климов, В. И. Манько, Труды ФИАН **200**, 56 (1991).
9. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotsky, Eur. Phys. J. A **49**, 99 (2013).
10. V. I. Vysotskii, S. V. Adamenko, and M. V. Vysotsky, Ann. Nucl. Energy **62**, 618 (2013).
11. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, ЖЭТФ **118**, 534 (2014).
12. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, ЖЭТФ **120**, 246 (2015).
13. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, ЖЭТФ **155**, 1009 (2019).
14. D. Letts, D. Cravens, and P. Hagelstein, in *Low-Energy Nuclear Reactions Sourcebook*, Vol. 2, Amer. Chem. Soc., Washington, DC (2009), p. 81.
15. S. Lipinski and H. Lipinski, Intern. patent WO 2014/189799 A9 (2014).
16. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, С. Барталуччи, ЖЭТФ **154**, 560 (2018).
17. S. Bartalucci, V. I. Vysotskii, and M. V. Vysotsky, Phys. Rev. Accel. Beams. **22**, 054503 (2019).