

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



P9 - 11979

П-34

26/11-79

А.Ф.Писарев

751/2-79

МЕТОД ФОКУСИРОВКИ И ОТКЛОНЕНИЯ ЧАСТИЦ
В КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ
"ВЫПРЯМЛЕННОГО СВЕТА"

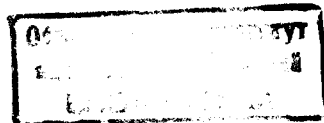
1978

P9 - 11979

А.Ф.Писарев

МЕТОД ФОКУСИРОВКИ И ОТКЛОНЕНИЯ ЧАСТИЦ
В КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ
"ВЫПРЯМЛЕННОГО СВЕТА"

Направлено в ЖТФ



Писарев А.Ф.

P9 - 11979

Метод фокусировки и отклонения частиц в кольцевых ускорителях электрическим и магнитным полем "выпрямленного света"

Теоретически анализируется новый подход к фокусировке и отклонению частиц в кольцевых ускорителях с помощью постоянных электрических и магнитных полей, генерируемых методом "выпрямления" электромагнитных волн в нелинейных оптических и магнитных материалах. Показано, что в кольце, выполненном из свето- или магнито-нелинейного материала, при лазерной световой накачке мощностью $3 \cdot 10^{12}$ Вт/см² или микроволновой накачке 10^{11} Вт/см² возникают постоянные поля, формирующие равновесную орбиту частиц с характерным радиусом 3 м/(100 ГэВ/с).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Pisarev A.F.

P9 - 11979

A Method of Focusing and Deviation of Particles in Circular Accelerators by Means of Electric and Magnetic Field of "Rectified" Light

A new approach is analysed theoretically to focusing and deviation of particles in circular accelerators by means of constant electric and magnetic fields generated by a method of "rectifying" electromagnetic waves in nonlinear optical and magnetic materials. It is shown that in a ring made of light- or magnet-nonlinear material with laser light generation of $3 \cdot 10^{12}$ w/cm² or microwave generation of 10^{11} w/cm² constant magnetic fields are formed which shape a particle orbit of a particular radius of 3 m/(100 GeV/c).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные кольцевые ускорители на диапазон энергий в сотни и больше ГэВ характеризуются гигантскими размерами, определяемыми равновесной орбитой частиц в фокусирующих магнитных полях. Ограниченность величины напряженности поля, составляющая около 2 Т для обычных магнитов и ~6 Т для сверхпроводящих систем, является в настоящее время главным сдерживающим фактором дальнейшего развития ускорительной техники на все более и более высокие энергии. В связи с этим в последнее время стали выдвигаться принципиально новые идеи фокусировки и отклонения частиц в циклических ускорителях, радикально выходящие за рамки традиционных магнитных методов формирования траекторий движения частиц. Наиболее перспективными из них являются, пожалуй, предложения по отклонению частиц с помощью межатомных сил в кристаллах^{/1/}. Этот физический механизм каналирования частиц в совокупности с нелинейными оптическими свойствами кристаллов в интенсивных световых полях кладется в основу создания нового класса циклических ускорителей мини-масштабного размера на суперрелятивистские энергии^{/2,3/}. Наиболее полный анализ такого нового предложения содержится в исследовании^{/3/}, где, в частности, показано, что, используя эффект выпрямления интенсивного лазерного света в нелинейно-квадратичном кристалле, можно создать в нем статические электрические поля напряженностью ~ 10^8 В/см и эффективно ускорять частицы до ультрарелятивистских энергий. Эффект каналирования в том же кристалле обеспечивает, в свою

очередь, надежное удержание ускоряемых частиц на орбите с характерным радиусом кривизны ~ 5 см/ (100 ГэВ/с)^{1,3}. Однако практическая реализация этой интересной идеи представляется пока весьма проблематичной из-за отсутствия больших кристаллов с "идеальной" решеткой. Иными словами, оптическое ускорение частиц, каналируемых в кристалле, требует большой длины деканалирования, исчисляемой десятками и сотнями метров. Современная же физика способна обеспечить длину деканалирования лишь в несколько сантиметров или, в лучшем случае, десятков сантиметров. Поэтому будущее развитие оптических ускорителей указанного типа должно пройти через трудный технологический этап создания специальных больших кристаллов со сверхсовершенной атомной решеткой.

В настоящей статье анализируется новый метод формирования фокусирующих и отклоняющих полей в вакуумном объеме кольцевых ускорителей, основанный на использовании статического электрического поля "выпрямленного" света или статического магнитного поля "выпрямленного" СВЧ - колебания. По данному методу частицы в ускорителе движутся в вакуумной камере в сильном радиальном электрическом или поперечном магнитном поле. В первом случае поле генерируется лазерным светом в слоях нелинейного кристалла, составляющих, в частности, элементы поверхности стенок камеры. Во втором - поле создается СВЧ-колебаниями в ферритах или ферродизэлектриках. Как будет показано ниже, при таких способах формирования орбит ускоряемых частиц кольцо ускорителя может быть весьма малого радиуса, определяемого характерной величиной ~ 3 м/(100 ГэВ/с).

Требование на высокую "идеальность" структуры атомной решетки нелинейных кристаллов в рассматриваемом случае полностью снимается, т.к. ускоряемые частицы движутся вне объема "выпрямляющего" вещества. Это обстоятельство ставит на реальную основу проблему быстрого создания нового типа циклических ускорителей частиц малого радиуса на ультрарелятивистские энергии, а также разработку накопительных колец

и систем эффективного отклонения внешних пучков заряженных частиц.

2. СТАТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕТА

Статическая поляризация квадратичного кристалла в поле интенсивной световой волны описывается выражением^{4,5}

$$P_0 = \frac{1}{2} \chi E^\omega E^\omega, \quad /1/$$

где χ - тензор квадратичной нелинейной оптической восприимчивости кристалла, E^ω - электрическое поле в световой волне. В компонентной записи выражение /1/ имеет вид:

$$P_{0i} = \frac{1}{2} \chi_{ijk} E_j^\omega E_k^\omega, \quad /2/$$

где индексы i, j, k принимают значения x, y, z . Здесь и ниже по дважды повторяющимся индексам производится суммирование. Если нелинейный оптический элемент представляет собой пластинку из монокристалла или слой текстуры из кристалла и возникающий вектор поляризации P_0 ортогонален пластинке или слою, то на противоположных поверхностях возникают индуцированные распределенные заряды с плотностью

$$\sigma_{\pm} = P_0. \quad /3/$$

Этот заряд образует на пластинке двойной потенциальный слой, который и служит в рассматриваемой задаче источником электростатического поля фокусировки и отклонения частиц. Очевидно, что данное поле возникает и исчезает "мгновенно" вместе со световым потоком.

Для эффективной трансформации света в постоянное электрическое поле пластины нелинейного кристалла

должны вырезаться из монокристаллов по таким плоскостям, которые обеспечивают максимальную оптическую поляризацию P_0 в направлении толщины пластины. Этому же требованию необходимо удовлетворять и в случае приготовления оптически нелинейной пластины в виде слоя текстуры из кристалла.

Направление введения светового луча в нелинейный оптический слой всецело определяется отличными от нуля компонентами тензора оптической восприимчивости χ_{ijk} . Так, в частности, если "пьезоэлектрические" оси кристаллической пластины совпадают с осями x , y , z , как показано на рис. 1, то для получения $P_{0z} \neq 0$

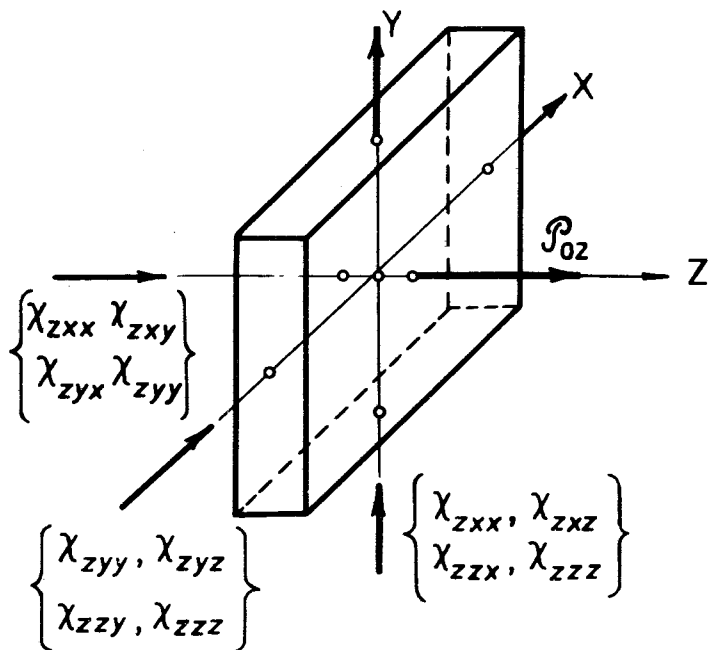


Рис.1. Возможные направления световых лучей, вводимых в кристаллическую пластинку или слой текстуры из кристалла, для получения статической поляризации $P_{0z} \neq 0$. Оси x , y , z совмещены с "пьезоэлектрическими" осями кристалла. В фигурных скобках указаны отличные от нуля компоненты тензора χ_{ijk} .

свет может быть введен в пластину по одному из направлений: вдоль оси x , оси y или оси z . Причем из общего выражения для

$$P_{0z} = \frac{1}{2} [\chi_{zxx} E_x^\omega E_x^\omega + \chi_{zyy} E_y^\omega E_y^\omega + \chi_{zzz} E_z^\omega E_z^\omega + 2\chi_{zxy} E_x^\omega E_y^\omega + 2\chi_{zxx} E_x^\omega E_z^\omega + 2\chi_{zyz} E_y^\omega E_z^\omega] \quad /4/$$

и ортогональности вектора E^ω к направлению распространения света следует, что в случае ввода светового потока в пластину вдоль оси x , отличной от нуля должна быть хотя бы одна из компонент тензора: χ_{zyy} , χ_{zyz} или χ_{zzz} . Для двух других направлений ввода света - вдоль осей y и z - соответствующие компоненты тензора, которые должны быть отличны от нуля, показаны на рис. 1.

Установим теперь связь между величиной поляризации P_0 , или, соответственно, распределением плотности зарядов σ_\pm на поверхностях кристаллического слоя, и мощностью светового потока, вводимого в кристалл. Для определенности примем, что свет $E^\omega = E_0^\omega \cos(\omega t - ky)$ распространяется вдоль оси y и вектор поляризации в волне E_0^ω составляет с осью x угол θ . Тогда из выражения /4/ следует, что

$$P_{0z} = \frac{1}{2} (E_0^\omega)^2 [\chi_{zxx} \cos^2 \theta + \chi_{zzz} \sin^2 \theta + \chi_{zxx} \sin 2\theta] \cos[\delta_x(y) - \delta_z(y)], \quad /5/$$

где учтены лишь члены, ответственные за статическую поляризацию. Величина $\delta_x(y) - \delta_z(y)$ есть разность фаз компонент светового поля E_x^ω и E_z^ω в кристалле. При когерентном распространении этих компонент света разность фаз равна $2\pi m$, $m=0, \pm 1, \pm 2$; поэтому $\cos[\delta_x(y) - \delta_z(y)] = 1$. В свою очередь, величина $(E_0^\omega)^2$ связана со средней мощностью светового потока P , распространяющегося в кристалле, соотношением

$$(E_0^\omega)^2 = \frac{8\pi P}{ncs}, \quad /6/$$

где c - скорость света в вакууме, s - поперечное сечение светового пучка, n - оптический показатель преломления света в кристалле. Комбинируя /3/, /5/ и /6/ и учитывая $\text{Cos}[\delta x(y) - \delta z(y)] = 1$, будем иметь:

$$\sigma = P_{0z} = \frac{4\pi P}{ncs} [\chi_{zxx} \text{Cos}^2\theta + \chi_{zzz} \text{Sin}^2\theta + \chi_{zxx} \text{Sin}2\theta]. \quad /7/$$

Аналогичные соотношения для P_{0z} получаются и в вариантах падения света на пластинку в направлениях осей y и z .

Для оценки возникающей поверхностной плотности зарядов предположим, что кристаллическая пластинка или текстурный слой приготовлены, например, из кристаллического теллура, для которого $\chi_{zzz} \approx 10^{-5} \text{CGC}^6/$, $n=1,5$. Допустим также, что в качестве источника монохроматического света используется лазер мощностью $P \approx 10^{13} \text{ Вт.см}^{-2}$, сечение светового пучка которого $s = 1 \text{ см}^2$. Тогда в соответствии с /7/ получим

$$\sigma_{\pm} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ CGC}. \quad /8/$$

Такое же значение распределенного заряда будем иметь и в случае использования многих других нелинейных кристаллов, например, GaAs, InSb или GaSb, для которых

$$\chi \sim (10^{-6} - 10^{-5}) \text{ CGC}^4/.$$

3. ФОКУСИРУЮЩЕЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, ИНДУЦИРУЕМОЕ СВЕТОМ

Возникающий на оптическом нелинейном слое двойной поверхностный распределенный заряд σ_{+} и σ_{-} индуцирует в окружающем пространстве электростатическое поле, которое осуществляет фокусировку частиц и удержание их на замкнутой орбите. В принципе

мыслимы три наиболее характерных варианта пространственной конфигурации электростатических полей, осуществляющих указанные эффекты фокусировки. Эти варианты поясняются рис. 2 - 5. На рис. 2 изображено

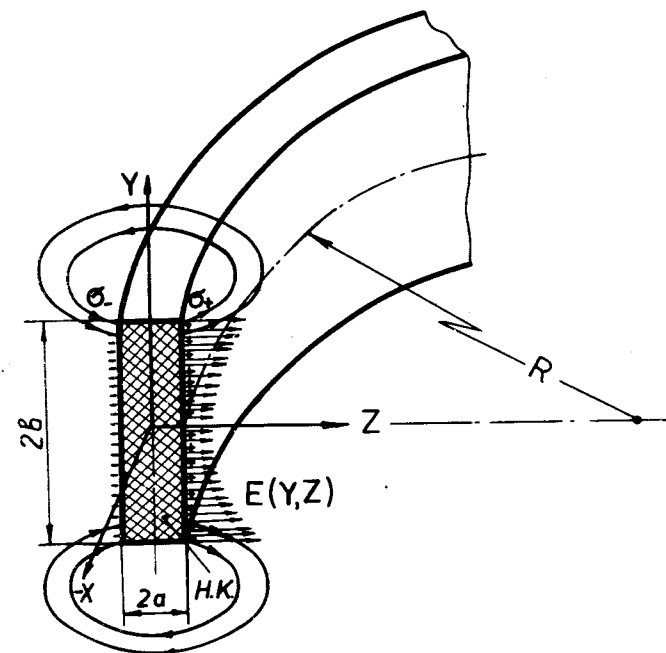


Рис.2. Фокусировка и отклонение частиц электрическим полем поляризованного кристаллического кольца при неравномерном распределении поверхностного заряда σ_{\pm} в вертикальной плоскости. Н.К. - нелинейный оптический кристалл; $E(y, z)$ - напряженность электрического поля; R - радиус равновесной орбиты частиц.

распределение электрического поля по оси y , обеспечивающее фокусировку частиц в вертикальной плоскости и отклонение - в горизонтальной плоскости ускорителя. Очевидно, что показанное на рисунке распределение поля может быть обеспечено соответствующим распределением интенсивности и поляризации света по оси y .

Если принять равномерное распределение поверхностного заряда σ по оси y , то для кольца с прямолинейной стенкой /рис. 2/ поле на оси $z \ll R$ будет:

$$E(y=0, z) = 4\sigma \left[\operatorname{arctg} \frac{b}{z-a} - \operatorname{arctg} \frac{b}{z+a} \right]. \quad /9/$$

Для $y \neq 0$ поле $E(y, z) > E(y=0, z)$.

Для кольца, размеры a и b которого выбраны в соотношении $a = 0,5 b$, напряженность электрического поля вблизи поверхности кристалла будет равна $E(z = a+0) = 4\sigma$. Подставляя сюда значение σ из выражения /8/, получим $E(z = a+0) = 3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$. Такое поле на границе диэлектрик - вакуум в принципе допустимо для "уединенного" кристалла, как и в случае с рассматриваемой системой. Поле внутри кристалла будет в ϵ раз меньше, где ϵ - диэлектрическая постоянная. Видим, что при мощности лазерной накачки $\approx 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ в кольцо из нелинейного кристалла типа теллура, напряженность электрического поля, возникающего в пространстве фокусировки, будет достаточной для удержания частиц с импульсом $\sim 100 \text{ ГэВ/с}$ на орбите с радиусом $R \approx 3 \text{ м}$.

В случае фокусировки частиц электрическим полем вогнутого кристалла или вогнутого текстурного кристаллического слоя, изображенного на рис. 3, поверхностная плотность зарядов может быть принята однородной. Напряженность поля фокусировки на оси $z \ll R$ в этом варианте будет равна

$$E(z) = 4\sigma \left[\frac{r_0}{z-a-r_0} \left(\phi_0 + 2 \operatorname{arctg} \frac{(z-a-2r_0) \operatorname{tg} \frac{\phi_0}{2}}{z-a} \right) - \frac{r_0}{z+a-r_0} \left(\phi_0 + 2 \operatorname{arctg} \frac{(z+a-2r_0) \operatorname{tg} \frac{\phi_0}{2}}{z+a} \right) \right]. \quad /10/$$

Величины, входящие в выражение /10/, пояснены на рис. 3. Если принять $r_0 = 10a$ и $a = 0,5 b$, то напряженность поля вблизи кольцевой оптической поверхнос-

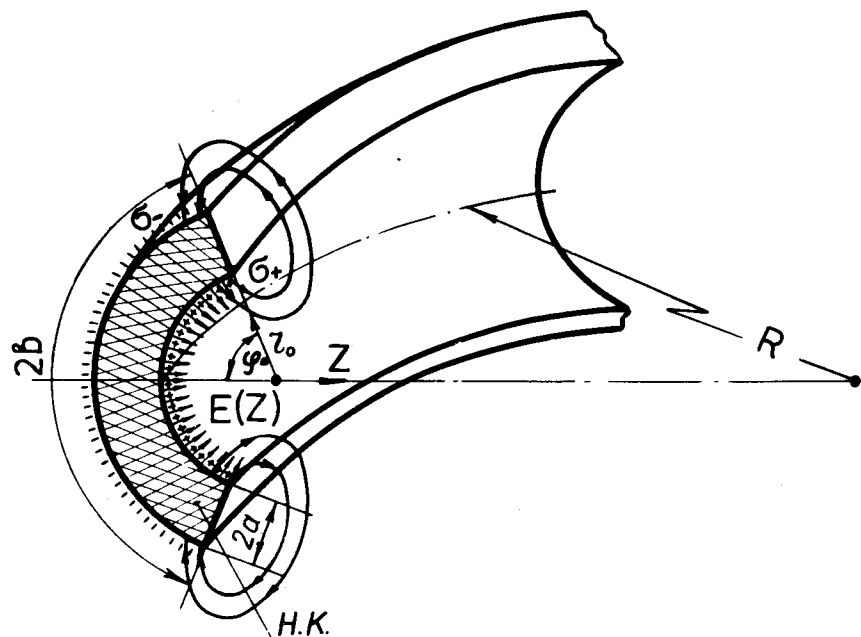


Рис.3. То же, что и на рис. 2, однако заряд σ_+ равномерно распределен по поверхности кристаллического слоя.

ти будет $E(z = a+0) = 4\pi\sigma$. При мощности лазерной накачки света $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ поле составит $E = 3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, что будет соответствовать равновесной орбите частиц с радиусом $\sim 3 \text{ м}$ (100 ГэВ/с).

Условия для электрических полей, как и в рассмотренном выше случае, не изменятся, если кристаллическое кольцо дополнительно будет иметь внешнюю стягивающую оболочку из проводника или диэлектрика.

Следующие два варианта системы фокусировки частиц изображены на рис. 4 и 5. Эти системы отличаются от рассмотренных выше наличием двух замкнутых между собой электродов, охватывающих кристаллическое кольцо. Напряженность электрического поля в вакуум-

ном зазоре системы фокусировки, представленной на рис. 5, равна

$$E \approx 4\pi\sigma \frac{d}{\epsilon d + 2a} \quad /11/$$

При выводе этой формулы предполагалось, что $b > a > d$ и $r_0 \gg a$. Для численной оценки величины E примем: $d = 0,5 a$, диэлектрическую постоянную кристалла $\epsilon = 2$, мощность световой накачки $P = 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ и $\chi = 10^{-5} \text{ СГС}$. Тогда из соотношений /6/ и /11/ следует $E = 4 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, что соответствует равновесной орбите частиц с радиусом $R = 2,5 \text{ м/(100 ГэВ/с)}$.

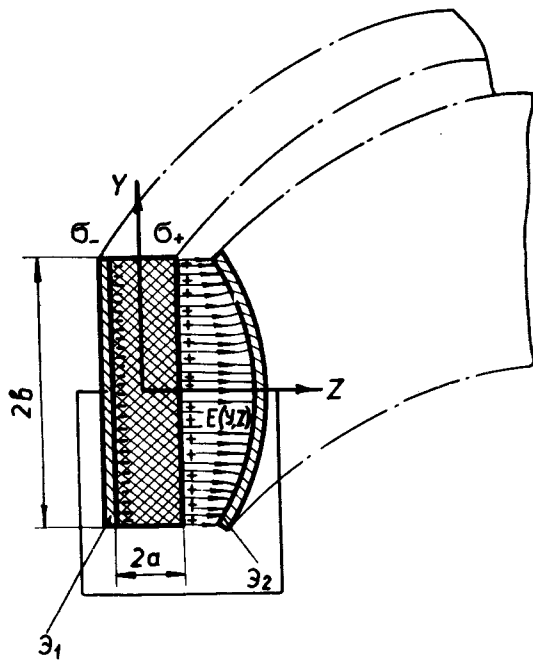


Рис.4. То же, что и на рис. 2 и 3. Система фокусировки содержит дополнительно два электрически замкнутых электрода \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 . Необходимая зависимость $E = E(y, z)$ достигается соответствующим распределением σ_{\pm} в вертикальной плоскости и геометрией электродов \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 .

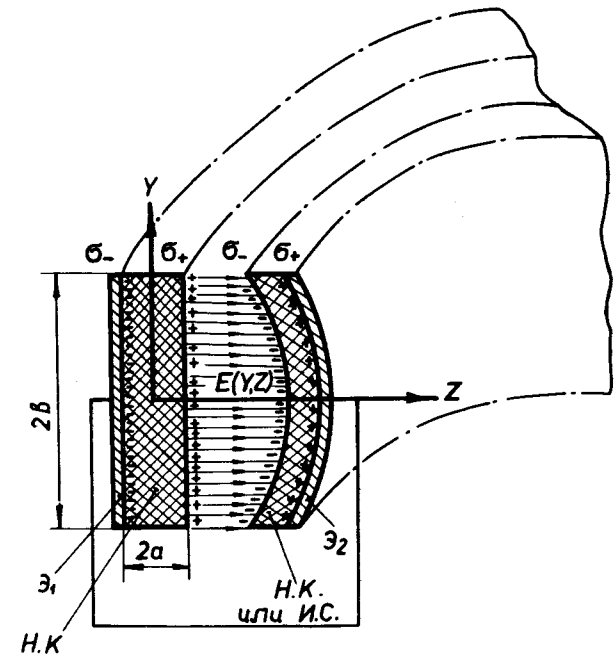


Рис.5. То же, что и на рис. 4 Н.К. - нелинейный кристалл; И.С. - изолирующий слой.

4. СТАТИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Аналогично электрической поляризации в кристаллах в поле интенсивной электромагнитной волны возникает также "выпрямленная" магнитная поляризация. Этот эффект наиболее ярко проявляется в ферромагнетиках /7-10/. Ограничиваясь квадратичной нелинейностью, намагниченность вещества под действием волны можно записать в следующем виде /7/:

$$M_i = \alpha_{ijk} H_j^\omega H_k^\omega + \beta_{ijk} H_i^\omega E_k^\omega + \gamma_{ijk} E_j^\omega E_k^\omega, \quad /12/$$

где первый член описывает намагниченность за счет только магнитных компонент переменного поля, второй - за счет суммарного действия магнитной и электрической компонент поля и, наконец, третье слагаемое описывает намагниченность благодаря чисто электрическим компонентам поля. Наибольшей величиной в выражении /12/ обладает первое слагаемое в "магнитном" частотном диапазоне, т.е. в сантиметровом и миллиметровом диапазонах частот накачки /7-9/. Поэтому для дальнейшего анализа примем

$$M_i = \alpha_{ijk} \Pi_j^\omega \Pi_k^\omega, \quad /13/$$

где α_{ijk} - тензор квадратичной магнитной восприимчивости ферромагнетика в микроволновом диапазоне.

Повторяя те же выкладки, что и для электрической поляризации вещества, получим аналог формулы /7/ для намагниченности:

$$M_{0y} = \frac{4\pi P}{cs} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}, \quad /14/$$

где ϵ - диэлектрическая и μ - магнитная проницаемость вещества в анализируемом диапазоне частот. При выводе формулы /14/ предполагалось, что плоская электромагнитная волна с линейной поляризацией вектора Π^ω по оси y распространяется в ферромагнетике вдоль x или z /рис. 6а/.

5. МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ОТКЛОНЕНИЯ ЧАСТИЦ

Такая система может быть выполнена, в принципе, в виде двух ферромагнитных колец, составленных вместе так, как схематично показано на рис. 6. Средняя напряженность магнитного поля в рабочем объеме этой системы может быть оценена по формуле

$$\bar{H} = 4\pi M_0, \quad /15/$$

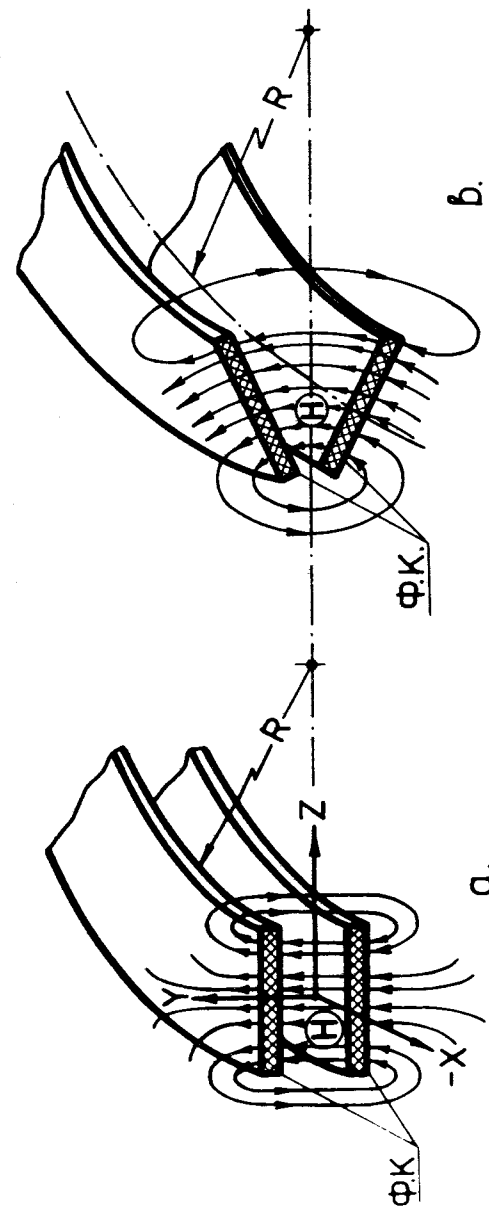


Рис. 6. Магнитная система отклонения частиц. а - плоская система; в - развернутая система; Ф.К. - ферромагнитные или ферродиелектрические кольца; Π - магнитное поле.

где значение намагниченности M_0 берется из выражения /14/. Для большинства ферромагнитных материалов и их композиций - ферритов и ферродизлектриков - вблизи резонансной области частот величина $\alpha \approx 10^{-3} \text{СГС}$. Используя это значение α и производя вычисления по формулам /14/ и /15/, получим $\dot{H} \approx 4 \cdot 10^{-12} P$, где P - мощность СВЧ - накачки /эрг/см²/с/ и \dot{H} - напряженность магнитного поля (3). Современные системы когерентной генерации электромагнитных волн в микроволновом диапазоне частот достигают мощности излучения $\sim 10^{11} \text{Вт}$, что в рассматриваемом случае может обеспечить напряженность выпрямленного магнитного поля $\sim 10^6 \text{Э}$. Равновесная орбита частиц в таком поле будет иметь характерную величину радиуса $R \approx 3 \text{ м}/(100 \text{ ГэВ}/\text{с})$. Отметим также, что в случае импульсной "подачи" магнитного поля на кольцо частицы будут приобретать заметный дополнительный прирост энергии за счет бетатронного ускорения.

6. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Рассмотренные способы фокусировки и отклонения релятивистских частиц в вакууме на орбитах малого радиуса базируются, как видим, на методе создания сильных электрических и магнитных полей путем выпрямления в нелинейных веществах когерентных электромагнитных волн большой мощности. К настоящему времени хорошо отработана технология приготовления различных слоев как из ферромагнитных материалов, так и из нелинейных оптических кристаллов, в частности, слоев текстуры^{/11/}. Поэтому накопленный опыт в этих областях техники может быть успешно использован для практического решения обсуждаемой проблемы - генерации сильных постоянных электромагнитных полей. Представляется, что на основе этих подходов могут быть созданы кольцевые ускорители частиц нового класса с малым радиусом кривизны на суперрелятивистские энергии. Вопросы достижимого уровня интенсивности ускоряемых частиц в подобных ускорителях требуют специального

рассмотрения. Однако все физические соображения указывают на то, что интенсивность частиц в них будет одного порядка величины с интенсивностью, получаемой на современных ускорителях.

Мы опустили из рассмотрения ряд трудных проблем технического характера, стоящих на пути реализации идеи получения экстремально больших напряженностей полей за счет эффекта нелинейного выпрямления волн. К этим проблемам относятся прежде всего вопросы ввода мощных электромагнитных потоков в кристаллы без разрушения последних, а также задачи вывода тепла из кристаллов. В инженерном плане эти проблемы чрезвычайно сложны, однако они не относятся к категории принципиально неразрешимых.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить В.П.Джелепова, В.П.Дмитриевского, Л.М.Сороко, И.Н.Иванова и В.И.Никанорова за многочисленные важные обсуждения рассмотренной проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tsyganov E.N. Fermilad. ТМ - 682, 684, Batavia, 1976.
2. Гришаев И.А., Насонов Н.Н. Письма в ЖТФ, 1977, 3, с. 1084.
3. Писарев А.Ф. ОИЯИ, Р9-11518, Дубна, 1978.
4. Бломберген Н. Нелинейная оптика. "Мир", М., 1960.
5. Тарасов Л.В. Физические основы квантовой электроники. Сов.радио, М., 1976.
6. Яриев А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. Сов.радио. М., 1973.
7. Генкин В.М., Генкин Г.М., Файн В.М. В сб.: "Нелинейная оптика", "Наука", Новосибирск, 1968.
8. Файн В.М. Фотоны и нелинейные среды. I. Сов.радио. М., 1972.
9. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. Физматгиз, М., 1960.
10. Розенблат М.А. Магнитные усилители. I. Сов.радио, М., 1960.
11. Введение в интегральную оптику. Под ред. М.Барноски. "Мир", М., 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 октября 1978 года.