

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Исследования в области ядерной физики в настоящее время развиваются по пути использования поляризованных пучков ускоренных частиц. Эксперименты с поляризованными пучками представляют большой интерес с точки зрения изучения взаимодействия частиц, находящихся в чистых спиновых состояниях. Но такие исследования оказываются трудными из-за отсутствия достаточно интенсивных поляризованных пучков. Считается, что современные ускорители дают неполяризованные пучки частиц ([1], стр. 3). Во многих лабораториях мира создаются специальные источники поляризованных ионов для последующего ускорения в ускорителях ([2]).

Наши исследования показали, что пучки частиц, ускоренных в циклических ускорителях, могут быть поляризованными, если даже ионный источник ускорителя дает неполяризованные частицы. На рис. 1 изображено неоднородное поле циклического ускорителя, симметричное относительно средней плоскости $z=0$. Частицы, протоны для определенности, изображены в виде магнитных диполей противоположной ориентации, соответственно двум возможным ориентациям спина протона. Густота силовых линий увеличивается при удалении от плоскости $z=0$ к полюсным наконечникам, т. е. увеличивается абсолютное значение поля. В таком поле на диполи будут действовать силы, смещающие их в вертикальном направлении. На диполь с моментом, направленным против поля, действуют над и под плоскостью $z=0$ силы, прижимающие диполь к этой плоскости, а на диполь с противоположным моментом — силы, удаляющие от средней плоскости. Эти дополнительные силы в первом случае увеличивают частоту вертикальных бетатронных колебаний, амплитуда колебаний уменьшается, во втором случае — увеличивается.

Для конкретности будем говорить о циклотроне. Поле в зазоре между полюсными наконечниками циклотрона определяется в первом приближении следующими выражениями ([3], стр. 16):

$$H_z = H_0 \left[1 - \frac{r-r_0}{r_0} n + \frac{n}{2} \frac{z^2}{r_0^2} \right],$$

$$H_r = -H_0 \frac{nz}{r_0},$$

где n — показатель спада поля, r_0 — некоторый радиус, возле которого определяется поле. Уравнение движения частицы с магнитным моментом μ будет иметь вид (только для z -составляющей):

$$m\ddot{z} = evH_0 \frac{nz}{r_0} \pm \mu \frac{H_0 nz}{r_0^2},$$

где e — заряд, v — скорость частицы, m — масса частицы.

Второй член справа обусловлен наличием градиента поля вдоль z . Знаки плюс — минус соответствуют двум возможным ориентациям магнитного момента. Частоты бетатронных колебаний для частиц с противоположно направленными магнитными моментами будут

$$\omega_{\pm} = \left[\frac{1}{m} \left(evH_0 \frac{n}{r_0} \pm \mu \frac{H_0 n}{r_0^2} \right) \right]^{1/2}.$$

Таким образом, частицы с противоположно направленными спинами будут приходить на край полюсных наконечников циклотрона после ускорения с разной фазой вертикальных бетатронных колебаний. Разность фаз

$$\Delta\omega_z \approx \left\langle \sqrt{n} \frac{\mu H_0}{\Omega m r_0^2} \right\rangle t,$$

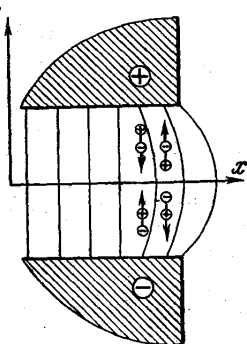


Рис.

где t — время ускорения, Ω — круговая частота вращения частиц в ускорителе, скобки означают усреднение по радиусу и времени. Благодаря отличию фаз, наклоны касательных к траекториям частиц с противоположными спинами на краю полюсных наконечников будут разными. Это приводит к разделению выведенного из циклотрона пучка по спинам. Чтобы получить хорошее пространственное разделение пучков частиц с противоположно направленными спинами, необходимо заставлять частицы совершить большое число оборотов внутри циклотрона. Желательно также, чтобы неоднородность поля начиналась с центра полюсных наконечников, так как эффективность действия неоднородного поля на магнитный диполь значительно больше при малых скоростях частиц.

В обычных циклотронах для получения разности фаз в 5—10 градусов, обусловленной магнитным моментом порядка магнетона Бора, необходимо заставить частицы сделать в поле циклотрона 10^4 — 10^5 оборотов. Некоторыми специальными мерами (создание неоднородности в центре магнитного поля, ускорение на кратных частотах вблизи источника и др.) необходимое число оборотов можно уменьшить.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поляризация нуклонов. М., Госатомиздат, 1962.
2. Raupgärtner E. Progr. Fast Neutr. Phys., 323, 1963.
3. Тимусев Г. Ф. Реферат диссертации. НИИЯФ МГУ, 1959.

Поступила в редакцию
10.4 1967 г.

НИИЯФ

УДК 538.245

Н. В. ВОЛКОВА, А. Н. ГОРЯГА, Б. И. ПОКРОВСКИЙ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ В ФЕРРИТАХ — СКАНДИТАХ МАГНИЯ

Исследование коэффициентов молекулярного поля представляет большой интерес, так как с их помощью можно оценить величину обменного взаимодействия как внутри, так и между подрешетками феррита. Однако теория Нееля [1] была развита лишь для ферритов с одним сортом магнитного иона. Это — одна из причин того, что в настоящее время мало работ в этом направлении. К числу имеющихся работ относятся работа Радо и Фолена [2], в которой определялись коэффициенты α , β , n для монокристалла $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$ и работы, проведенные нами [3, 4] по исследованию этих коэффициентов в ферритах — алюминатах лития.

В данной работе была поставлена задача исследовать коэффициенты молекулярного поля системы $\text{MgFe}_{2-x}\text{Sc}_x\text{O}_4$ в зависимости от содержания скандия; по найденным коэффициентам α , β , n определить обменные интегралы I_{AA} , I_{AB} , I_{BB} ; построить теоретические кривые парамагнитной восприимчивости, используя формулы Нееля, и сравнить их с экспериментальными кривыми $\frac{1}{\chi}(T)$.

Магнитные и физические свойства системы $\text{MgFe}_{2-x}\text{Sc}_x\text{O}_4$ ($x = 0,0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$) были изучены ранее [5]. В табл. 1 приведены температуры Кюри, магнитные моменты n_B при 0°K, параметры решетки в Å и катионное распределение ионов железа. Из таблицы видно, что с увеличением содержания скандия количество железа равномерно уменьшается в обеих подрешетках.

Анализ коэффициентов молекулярного поля проводился из кривых самопроизвольной намагниченности по методу Радо и Фолена [2]. Этот метод основывается на предположении $\alpha < 1$, $\beta < 1$. Суммарную намагниченность в этом случае можно разложить в ряд по коэффициентам α и β :

$$I = \bar{I} + \bar{I}'_{\alpha} \cdot \alpha + \bar{I}'_{\beta} \cdot \beta, \quad (1)$$

где $\bar{I}$ — намагниченность при $\alpha = \beta = 0$,

$$\bar{I}'_{\alpha} = \left(\frac{\partial I}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=\beta=0}, \quad \bar{I}'_{\beta} = \left(\frac{\partial I}{\partial \beta} \right)_{\alpha=\beta=0}.$$