

одного колебания при изменении расстояния между рупором и зеркалом и при переходе от одного колебания к другому. Различие в распределении поля для разных колебаний в системах с рупором выражено менее ярко, чем для высокодобротных открытых резонаторов, и объясняется это тем, что при малых значениях добротности резонансные кривые отдельных видов колебаний зачастую перекрываются, т. е. происходит одновременное возбуждение нескольких видов колебаний.

Добротность систем с рупорами при малых расстояниях до плоского зеркала с гребенкой достигала величины 10^2 и резко падала с увеличением расстояния до значений $Q=10\div 30$, имея при этом ряд относительных максимумов. Диафрагмирование отверстия связи в рупоре до диаметра 0,8 мм увеличивало добротность в 1,5—2 раза.

На рис. 3 показана зависимость прошедшей через систему мощности в относительных единицах от расстояния между рупором больших размеров с отверстием связи, задиафрагмированным до 0,8 мм, и плоским зеркалом, заполненным гребенкой по диаметру в полосе 6 мм. При некоторых расстояниях проходящая мощность каждого колебания имеет относительные максимумы. В случае, когда отверстие связи рупора с волноводом не задиафрагмировано, с увеличением расстояния между рупором и зеркалом прошедшая мощность, как правило, монотонно уменьшается.

Итак, системы, состоящие из рупора и плоского зеркала, полностью или частично заполненного гребенчатой структурой, являются резонансными и могут обладать достаточно хорошими селективными свойствами. С другой стороны, эти системы менее, чем открытые резонаторы с двумя зеркалами, критичны к юстировке и настройке; даже наличие в резонансном объеме несъюстированных стеклянных пластин и линз не приводит к срыву колебаний. За счет меньшей добротности системы рупор-гребенчатая структура может использоваться в качестве систем взаимодействия в широкополосных электронных устройствах. В случае необходимости размеры зеркала с гребенкой в таких системах в двухмиллиметровом диапазоне длин волны можно уменьшить до диаметра в 6—8 мм.

В заключение авторы выражают благодарность М. Н. Девяткову за полезное обсуждение работы, а также С. И. Рышкову за помощь в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. «Электроника больших мощностей», № 5, 45, 1968.
2. Балаклицкий И. М., Скрынник Б. К., Третьяков О. А., Шестопапов. «Украинский физический журнал», 14, № 4, 539, 1969.
3. Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. «Электроника больших мощностей», № 5, 38, 1968.
4. Балаклицкий И. М., Петрушин А. А., Третьяков О. А., Шестопапов В. П. «Украинский физический журнал», 15, № 4, 1970.
5. Афонин Д. Г., Ктиторов В. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 6, 448, 1972.
6. Богомолов Г. Д., Бородкин А. И., Куш В. С. и др. «Электронная техника», № 1, 97, 1970.
7. Афонин Д. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 5, 127, 1969.
8. Петрушин А. А., Балаклицкий И. М., Шестопапов В. П. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 147, 1970.

Поступила в редакцию
20.3 1972 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 539.12.01

В. Р. ХАЛИЛОВ

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СЛАБОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Упругое рассеяние электронов в пучках является одним из основных источников потери частиц в накопительных кольцах. Этот эффект, известный в литературе как эффект Тушека рассматривался ранее рядом авторов [1, 2, 3]. Нам представляется интересным вернуться к обсуждению этого эффекта в связи с проведением экспериментов по проверке самополяризации электронного пучка в накопителе за счет син-

хротронного излучения [4]. Возможность радиационной поляризации электронов была предсказана А. А. Соколовым и И. М. Терновым [5].

По-видимому, метод проверки, использующий эффект Тушека, является наиболее удобным из-за заметной зависимости сечения упругого рассеяния электронов от ориентации их спинов [4]. Теоретическое объяснение эффекта может быть дано следующим образом [1]. В пучке, размеры которого определяются единственно флуктуациями синхротронного излучения, распределение по импульсам подчинено неравенству

$$\delta q \gg \delta q_z \sim \delta q_e, \quad (1)$$

где δq — среднеквадратичное значение радиального, δq_z — вертикального, δq_e — продольного импульсов. Последнее измерено в системе покоя пучка. Меллеровское рассеяние между двумя электронами в пучке может привести к преобразованию радиального импульса в продольной, и если приобретенный продольный импульс больше максимально допустимого, то такой процесс ведет к потере двух частиц. В работах [1, 2, 3] рассматривалось взаимодействие свободных электронов. Однако в реальном накопителе у электронов существует квантовое возбуждение радиальных колебаний. Поэтому каждый из электронов представляет собой квантовый осциллятор в некотором состоянии n . Исходя из этого, мы рассмотрим некогерентное рассеяние осцилляторов с заданным для данного n распределением вероятности различных значений импульса:

$$f(p^\perp) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\delta q 2^n n!} e^{-\frac{(p^\perp)^2}{\delta q^2}} H_n^2\left(\frac{p^\perp}{\delta q}\right) (H_n(x) — полином Эрмита).$$

Для простоты мы рассмотрим случай, когда все электроны находятся либо на уровне $n = n' = 1$, либо на уровнях $n = 1$ и $n' = 0$. Вычисление для этого случая стандартны. Воспользовавшись методом, предложенным в работе [2], можно найти значение величины I , связанной с временем жизни пучка:

$$n = n' = 1; \quad q_0 = \frac{\delta q}{\sqrt{2}} \ll 1; \quad I = \frac{3}{4} \frac{1}{2 \sqrt{\pi} q_0} \left\{ \ln \frac{q_0}{\eta} - \frac{C}{2} - \frac{3}{4} - \frac{\xi_1 \xi_2}{4} \right\}, \quad (2)$$

$$q_0 \gg 1; \quad I = 1 + \frac{3}{8 \sqrt{\pi} q_0} \left\{ \ln \frac{2}{\eta} - \frac{23}{4} - \frac{\xi_1 \xi_2}{4} \right\},$$

$$n = 1, \quad n' = 0; \quad q_0 \ll 1; \quad I = \frac{1}{4 \sqrt{\pi} q_0} \left\{ \ln \frac{q_0}{\eta} - \frac{C}{2} + \frac{1}{4} - \frac{\xi_1 \xi_2}{4} \right\},$$

$$q_0 \gg 1; \quad I = 1 + \frac{1}{4 \sqrt{\pi} q_0} \left\{ \ln \frac{2}{\eta} - \frac{23}{4} - \frac{\xi_1 \xi_2}{4} \right\}. \quad (3)$$

При $n = n' = 0$ значение для I совпадает с полученными в [3]. В формулах (2), (3) $\eta = \frac{\Delta p_m}{E_0}$; Δp_m — максимальное допустимое отклонение продольного импульса в л-системе от равновесного, E_0 — энергия электрона в л-системе в единицах $m_0 c^2$; C — постоянная Эйлера, $q_0 = \frac{\delta q}{\sqrt{2}}$, ξ_1 и ξ_2 — характеризуют поперечную поляризацию спина электрона.

Время жизни пучка определяется по формуле

$$\frac{1}{\tau} = \alpha N_0 \left(\alpha = \frac{2\pi r_0^2}{V (\Delta p_m)^2} I \right), \quad (4)$$

где V — объем пучка, $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ — классический радиус электрона.

Сравнение наших результатов с полученными в [2, 3] показывает, что вклад в некогерентное рассеяние от слабого возбуждения при рассеянии двух осцилляторов незначительно уменьшает величину I .

Если энергии электронов велики $E_0 \sim 500$ мэв, то квантовые числа n и n' взаимодействующих частиц порядка 10^8 [6]. Для таких сильных возбуждений можно дать лишь грубую оценку I , если считать, что основной вклад в рассеяние дает область малых p^\perp ; тогда

$$I \cong \left| \frac{1}{2^{9/2} n^{3/2} \pi^2} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4} \ln^2 2n - \ln^2 \eta \right) - \frac{1}{4n} \left(\frac{1}{2} \ln 2n - \ln \eta \right) \right\} \right|,$$

т. е. с ростом n значение I существенно уменьшается. Таким образом, в настоящей заметке показано, что учет возбуждения электронов дает тенденцию к уменьшению константы α . Отметим также, что первые эксперименты по исследованию эффекта Тушека показали, что значение экспериментально измеренной константы α меньше теоретической в 40 раз (1). Различие в значениях константы было отнесено к пересмотру объема, занимаемого электронами. В нашей работе показано, что учет возбуждения осцилляторов ведет к уменьшению α независимо от объема.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernardini C., Corazza G. F., Giugno G. Di, Touschek. Phys. Rev. Lett., **10**, 407, 1963.
2. Uta Volkcl. Препринт Desy 67/5, Marz, 1967.
3. Байер В. Н., Хозе В. А. «Атомная энергия», **25**, 440, 1968.
4. Хозе В. А. Лекции на шестой зимней школе ФТИ по теории ядра и физике высоких энергий. Ленинград, 1971.
5. Соколов А. А., Тернов И. М. ДАН СССР, **153**, 1052, 1963; Соколов А. А., Тернов И. М., Багров В. Г., Гальцов Д. В., Жуковский В. Ч. «Изв. вузов», физика, № 5, 3, 1968.
6. Синхронное излучение. Сборник статей, под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М., «Наука», 1968.

Поступила в редакцию
5.5 1972 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 538.632

Е. П. СВИРИНА, Ю. В. НЕМЧИНОВ

К АНИЗОТРОПИИ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ НИКЕЛЕ

Анизотропия гальваномагнитных эффектов в ферромагнитных металлах до сих пор еще изучена слабо. Однако во всех проведенных исследованиях указывается на то, что анизотропия существенно влияет на поведение этих эффектов.

В работах [1—6] исследовалась анизотропия Холл-эффекта на монокристаллах Fe, Ni, Co и сплавов Fe—Si (до 3% Si), Fe—Ni (от 40 до 50% Ni). Для кубических кристаллов в основном наблюдалась анизотропия обыкновенного коэффициента Холла R_0 , а относительно анизотропии спонтанного коэффициента R_s получены весьма разноречивые сведения. Для гексагонального Co анизотропия наблюдалась как для R_0 , так и для R_s .

В связи с этим мы провели исследование эффекта Холла в монокристаллическом никеле для выяснения анизотропии коэффициентов R_0 и R_s . Работа выполнена на двух образцах, вырезанных электронским способом из крупного монокристалла никеля высокой чистоты (99,99%) вдоль кристаллографических осей легкого [111] и трудного [001] намагничивания. Образцы имели вид прямоугольных параллелепипедов размером $2 \times 3 \times 15$ мм. Кристаллографические оси [111] и [001] отвечали направлению их большей стороны с точностью до $1-2^\circ$. Из средней части каждого параллелепипеда вырезалась пластинка толщиной 0,5—0,7 мм, к которой приваривались токовые и холловские электроды. Две другие части образца присоединялись к пластинке через посредство изолирующей пасты. Этот известный способ измерения э.д.с. Холла [7, 8] позволяет значительно увеличить плотность холловского тока и уменьшить размагничивающий фактор. Для устранения возможного влияния на эффект Холла механических деформаций и текстуры образцы отжигались в форвакууме (10^{-3} мм рт. ст.) при 900°C в течение 6 час.