Доклады Академии наук СССР
1975. Том 221, № 2

УДК 539.12:530.145 *ФИЗИКА*

В. Г. БАГРОВ, О. Ф. ДОРОФЕЕВ, А. А. СОКОЛОВ,
И. М. ТЕРНОВ, В. Р. ХАЛИЛОВ

О РАДИАЦИОННОЙ САМОПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

(Представлено академиком Н. Н. Боголюбовым 10 VII 1974)

При движении электронов в магнитном поле синхротронное излучение вызывает переходы с изменением ориентации электронного спина. При этом существенно, что вероятность переходов зависит от направления спина, в результате чего происходит поляризация электронов, причем спин ориентируется преимущественно против направления магнитного поля.

Этот эффект получил название радиационной самополяризации электронов.

Первые указания на возможность такого эффекта содержались в ([1]). Точный теоретический расчет и анализ явления радиационной самополяризации электронов был проведен в работах ([2–4]). Сейчас имеется обширная литература, в которой этот эффект изучен подробно (см. например, ([5–8])). Эксперименты, проведенные во Франции (Орсэ) и СССР (Новосибирск), подтвердили основные выводы теории, и эффект радиационной самополяризации становится основой метода получения релятивистских электронов с ориентированным спином.

Решающим моментом при построении теории радиационной самополяризации явилось установление ковариантных способов описания спина электронов, движущихся во внешнем электромагнитном поле. Подробное изложение этого вопроса можно найти в ([5, 9]). Исследование динамики изменения спина электрона в первых работах ([2–4]) проводилось при выборе ковариантного оператора спина, являющегося сверткой тензора спина с тензором электромагнитного поля. Для случая однородного магнитного поля такой оператор описывает ориентацию спина на направление внешнего поля.

Из результатов ([2–4]) следует, что через время $t \gg \tau_0$ доля $n_0^{(1)}$ электронов, имеющих спин против поля, и доля $n_0^{(2)}$ электронов, имеющих спин по полю, становится равной соответственно

$$n_0^{(1)} = \frac{15+8\sqrt{3}}{30} \approx 0{,}962; \quad n_0^{(2)} = \frac{15-8\sqrt{3}}{30} \approx 0{,}038, \tag{1}$$

т. е. 96,2% электронов приобретает спин, направленный против направления внешнего магнитного поля, и лишь 3,8% имеют спин по направлению поля.

Время релаксации τ_0 определяется выражением

$$\tau_0 = \frac{9\sqrt{3}}{5} \frac{\hbar^2}{e^2 mc} \frac{\mathscr{E}}{mc^2} \xi^{-3}, \quad \xi = \frac{3\hbar}{2mcR} \left(\frac{\mathscr{E}}{mc^2} \right)^2, \tag{2}$$

где $\mathscr{E}$ — энергия электрона, R — радиус орбиты. Все обозначения здесь и далее совпадают с принятыми в ([2, 4, 9]). При расчетах предполагалось выполнение условия $\xi \ll 1$, что всегда справедливо для реальных энергий электронов в современных накопителях и накопителях ближайшего будущего, и электроны считались ультрарелятивистскими, т. е. $mc^2/\mathscr{E} \ll 1$.

Однако описание ориентации спина электрона с помощью тензора, использованное в [2–4], не является единственно возможным. Так, в работе [6] использовался трехмерный вектор спина, причем выводы [6] идентичны результатам [2–4]. Естественным образом возникает вопрос, как произвол в выборе оператора спина скажется на степени самополяризации и времени релаксации. Для произвольного тензора спина этот вопрос был решен в [7], где показано, что степень поляризации максимальна, а время релаксации минимально для ориентации спина, рассмотренной в [2–4]. Однако этот вопрос для векторного спинового оператора до сих пор не изучался.

Как следует из [9], векторный спиновый оператор

$$T(\psi) = (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{P}) \sin\psi + (mc\rho_3\sigma_3 + \rho_1 P_3)\cos\psi, \qquad |\psi| \leqslant \pi/2,$$

является интегралом движения при наличии однородного магнитного поля при произвольном постоянном ψ. Случай $\psi=0$ соответствует ориентации спина по отношению к направлению поля, $\psi=\pm\pi/2$ соответствует ориентации спина на кинетический импульс. Волновые функции электрона, движущегося в магнитном поле, собственные для оператора $T(\psi)$, известны и приведены в [7, 10]. Расчет вероятности переходов с изменением ориентации спина, характеризуемого оператором $T(\psi)$, в приближении $\xi \ll 1$, $mc^2/\mathscr{E} \ll 1$ проводится стандартными методами, детально описанными в [5, 11], и, очевидно, нет необходимости приводить здесь простые, но громоздкие выкладки. В результате расчетов вместо выражений (1)–(2) получим

$$n^{(1)}(q) = \frac{1+f(q)}{2}, \quad n^{(2)}(q) = \frac{1-f(q)}{2}, \quad f(q) = \frac{32q(3-q^2)\sqrt{3}}{70+85q^2-42q^4},$$

$$0 \leqslant q = mc^2[\mathscr{E}^2\sin^2\psi + m^2c^4(1-2\sin^2\psi)]^{-1/2}\cos\psi, \tag{3}$$

$$\tau(q) = \frac{90\tau_0}{70+85q^2-42q^4}. \tag{4}$$

Случай $\psi=0$ соответствует $q=1$, при этом из (3)–(4) получаем

$$n^{(1)}(1) = \frac{113+64\sqrt{3}}{226} \approx 0{,}9905, \quad n^{(2)}(1) = \frac{113-64\sqrt{3}}{226} \approx 0{,}0095,$$

$$\tau(1) = \frac{90\tau_0}{113}, \tag{5}$$

т. е. теперь 99,05% электронов имеют спин, ориентированный против направления магнитного поля, и лишь 0,95% — по полю. Время релаксации также меньше τ_0 ($\tau \approx 0{,}8\,\tau_0$). Таким образом, возможна более высокая (практически полная) поляризация электронов при меньшем времени релаксации, причем из (4) следует, что $\tau(1)$ — минимальное время релаксации. Этот вывод может оказаться существенным при экспериментальном получении поляризованных пучков релятивистских электронов.

Однако степень поляризации (5) не является максимальной. Определяя максимум $f(q)$, найдем, что он достигается при $q=q_0=0{,}9282$ и в этом случае $n^{(1)}(q_0)=0{,}9909$, $n^{(2)}(q_0)=0{,}0091$, что несущественно больше результата (5). Время релаксации $\tau(q_0)$ несущественно больше $\tau(1)$. При $\psi=\pm\pi/2$, $q=0$ $n^{(1)}(0)=n^{(2)}(0)=0{,}5$ и самополяризация отсутствует. Из (4) следует также, что при $0{,}27 \leqslant q \leqslant 1$ $\tau(q) < \tau_0$, а при $0 \leqslant q \leqslant 0{,}27$ $\tau(q) > \tau_0$.

В заключение отметим, что на поведение спина электрона в магнитном поле может оказать существенное влияние аномальный магнитный момент, вызывающий быструю прецессию спина электрона (см. например, [10]). Как следует из формулы (5) работы [10], эффективное значение проекции спина за счет этой прецессии уменьшается в q^2 раз, иными словами, в максимуме $q=q_0$ эффективное распределение составит $n^{(1)}_{\text{эф}} \approx 0{,}86$, $n^{(2)}_{\text{эф}} \approx 0{,}14$, что существенно меньше не только случая (5), но и (1). При $q=1$ оператор $T(0)$ не испытывает прецессии, хотя в строгом смысле при учете аномального момента не коммутирует с оператором Гамильтона.

Очень существенной особенностью оператора $T(0)$ является то, что он остается интегралом движения при наличии ускоряющего электрического поля, касательного к траектории электрона (это следует из ([9])). Следовательно, ускоряющее электрическое поле, всегда присутствующее в накопителях, не деполяризует спин, описываемый оператором $T(0)$.

Отметим, наконец, что отыскание операторов спина, еще более усиливающих поляризацию (5), может представить теперь лишь академический интерес, ибо реальные устройства всегда имеют дефекты. Поиски же путей дальнейшего уменьшения времени релаксации представляются весьма интересными.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
15 VI 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *И. М. Тернов, Ю. М. Лоскутов, Л. И. Коровина,* ЖЭТФ, т. 41, 1294 (1961). [2] *А. А. Соколов, И. М. Тернов,* ДАН, т. 153, 1053 (1963). [3] *А. А. Соколов, И. М. Тернов,* Тр. Междунаролн. конфер. по ускорителям, Дубна, 1963. [4] *И. М. Тернов, В. Г. Багров, Р. А. Рзаев,* Вестн. Московск. унив., сер. III, 4, 62 (1964). [5] Сб. Синхротронное излучение, «Наука», 1966. [6] *В. Н. Байер, В. М. Катков,* ЖЭТФ, т. 52, 1422 (1967). [7] *В. Г. Багров, В. А. Бордовицын,* Изв. высш. учебн. завед., Физика, № 7, 61 (1967). [8] *И. М. Тернов, Ю. М. Лоскутов и др.,* В сб.: Физика, математика, механика, «Наука», 1968. [9] *И. М. Тернов, В. Г. Багров, В. А. Бордовицын,* Изв. высш. учебн. завед., Физика, № 4, 41 (1967). [10] *В. Г. Багров, В. А. Бордовицын,* Изв. Томск. политехнич. инст., т. 184, 20 (1970). [11] *А. А. Соколов, И. М. Тернов,* Релятивистский электрон, «Наука», 1974.