ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-477(20)-81

С.Г.АРУТЮНЯН

ЭФФЕКТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ В КОЛЬЦЕВЫХ ПУЧКАХ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ЕРЕВАН

ЕФИ-477(20)-81

S.G.ARUTUNIAN

INTENSITY EFFECTS IN CIRCULAR BEAMS

One of the essential effects limiting the intensity increase of beams of circular accelerators and storage rings is the self-action of particles conditioned by the collective field. When analysing these phenomena, the particle paths are usually considered straight and the circular current continuous approximation is used. In this work the beam discretness and the particle path curvature are considered. On doing so the γ^{-2}-compensation is violated of the Lorentz force magnetic and electric components for the interaction of particles moving by circular paths (γ is the Lorentz factor). The distinction between the circulating charge field structure and linearly moving particles leads, besides the additional shift of betatron oscillation frequency, to the appearance of other new effects of particle high density such as: distortion of particle equilibrium orbits, excitation of non-linear resonances and disturbance of beam particle phase motion. The influence of clashing beam forces on the particle dynamics is considered as well.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

ЕФИ-477(20)-81

УДК.621.384.6.01

С.Г.АРУТЮНЯН

ЭФФЕКТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ В КОЛЬЦЕВЫХ ПУЧКАХ

Одним из существенных эффектов, ограничивающих повышение интенсивности пучков кольцевых ускорителей и накопителей, является самодействие частиц, обусловленное коллективным полем. При анализе этих явлений траектории частиц обычно считают прямыми и пользуются приближением непрерывности кольцевого тока. В данной работе учтены дискретность пучка и кривизна траекторий частиц. При этом нарушается γ^{-2}- компенсация магнитной и электрической компонент силы Лоренца для взаимодействия частиц, движущихся по круговым траекториям (γ -лоренц-фактор). Отличие структуры полей циркулирующего заряда от прямолинейно движущейся частицы приводит, помимо дополнительного сдвига частоты бетатронных колебаний, к другим новым проявлениям эффектов большой плотности частиц, таким как: искажение равновесных орбит частиц, возбуждение нелинейных резонансов и возмущение фазового движения частиц пучка. Рассмотрено также влияние на динамику частиц сил встречного пучка

Ереванский физический институт

Ереван 1981

Е Р Е В А Н С К И Й   Ф И З И Ч Е С К И Й   И Н С Т И Т У Т

ЕФИ-477(20)-81

С.Г.АРУТЮНЯН

ЭФФЕКТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ В КОЛЬЦЕВЫХ ПУЧКАХ

Ереван 1981

Одним из существенных эффектов, ограничивающих повышение интенсивности пучков кольцевых ускорителей и светимости накопителей, является самодействие частиц, обусловленное коллективным полем. При анализе этих явлений траектории частиц обычно считают прямыми и пользуются приближением непрерывности прямолинейного тока.

В работах [I-3] на основе расчетов одновременной картины поля для ультрарелятивистской заряженной частицы, движущейся по окружности, найдена область в которой величина поля существенно зависит от энергии частицы $mc^2\gamma$, где γ - лоренц-фактор. Показано, что эти γ-области, соответствующие разным частицам не перекрываются в существующих и проектируемых ускорителях и накопителях, что необходимо учитывать при введении усреднения тока пучков. Отмечено также нарушение γ^{-2} - компенсации электрической и магнитной компонент силы Лоренца для взаимодействия частиц, движущихся по круговым траекториям.

В данной работе учтена дискретность пучка и кривизна траекторий частиц. Нарушение γ^{-2}-компенсации приводит к тому, что эффекты интенсивности оказываются существенными при плотностях частиц меньших, чем это следует из расчетов, основанных на приближении непрерывного прямолинейного тока. Отличие структуры полей циркулирующего заряда от прямолинейно движущегося приводит, помимо дополнительного сдвига частоты бетатронных колебаний, к другим новым проявлениям эффектов большой плотности частиц, таким как: искажение равновесных орбит частиц, возбуждение нелинейных резонансов и возмущение фазового движения частиц пучка.

Рассмотрено также влияние на динамику частиц сил встречного пучка.

§I Сила Лоренца для двух частиц

Как показано в [I-3], максимальные значения поля ультрарелятивистской заряженной частицы, движущейся по окружности радиуса R, сосредоточены в характерной γ -области с малыми поперечными размерами и ориентированной вдоль радиуса вблизи траектории. Здесь поля пропорциональны γ^4. Ширина γ -области $\sim R/\gamma^3$, вертикальный размер z растет с радиальным отклонением x от орбиты: $z = \sqrt{2xR}\ \gamma^{-1}$.

Как уже упоминалось, γ -области разных частиц электронных и позитронных пучков в ускорителях и накопителях не перекрываются, причем в каждой из них поле нельзя считать классическим, т.е. в элементе γ - области с объемом $\sim \lambda^3$ содержится меньше одного фотона с минимальной длиной волны $\lambda \sim R/\gamma^3$, соответствующей краю спектра синхротронного излучения. Такие поля не дают вклада в классическое выражение для силы Лоренца и для учета соответствующих поправок требуется применение методов квантовой электродинамики. В данной работе эти поправки не рассматриваются.

Далее, можно показать, что для реальных пучков существенно взаимодействие частиц в плоскости орбиты (разложение радиальной и тангенциальной компонент силы Лоренца начинается с квадратичных по вертикальному отклонению z членов). Поэтому, в первом приближении пренебрегаем z -зависимостью полей и силы Лоренца, а также отклонением частиц по вертикали.

Поле частицы вне γ -области рассмотрено в [I], однако, приведенные там формулы справедливы в области $|\delta|^3 \ll \phi^2$, где $(R(1+\delta), \phi, 0)$ - цилиндрические координаты точки наблюдения, лежащей в плоскости орбиты, угол ϕ отсчитывается от частицы в направлении её вращения. Учитывая, что в коллективном взаимодействии существенны ближайшие по азимуту частицы, рассмотрим поле в области, где выполняется соотношение

$$|\delta|^3 \gtrsim \phi^2, \tag{I}$$

выбрав точку наблюдения вблизи траектории движения.
Для этого воспользуемся формулами Лиенара-Вихерта для поля циркулирующего ультрарелятивистского заряда в момент времени t, произведя в них разложение по параметру, определенному как отношение времени запаздывания $t - t'$ к характерному времени задачи $\sim R/c$. Введем переменную χ по формуле: $2\chi = \phi + (t-t')\beta c/R$, где βc - модуль скорости частицы. Уравнение запаздывания для точки наблюдения вблизи траектории принимает вид

$$\chi^4 - 3(\delta - \gamma^{-2})\chi^2 - 3\chi\phi - \frac{3}{4}\delta^2 = 0. \tag{2}$$

При выполнении условия (I) решение уравнения (2) удобно искать в виде

$$\chi = a\sqrt{|\delta|}\ , \quad a > 0. \tag{3}$$

Тогда электрическое поле $\vec{E}$ и магнитное поле $\vec{H}$ записываются через параметр a:

$$\frac{R^2}{e}\vec{E} \approx \frac{2a^2}{[(a^2-\delta/2|\delta|)^2+1/2\gamma^2\delta]^2}\left\{-\frac{a\,\vec{e}_1(\phi)}{|\delta|^{5/2}}+\frac{\vec{e}_2(\phi)}{\delta^2}\right\} \tag{4}$$

$$\frac{R^2}{e}\vec{H} \approx \frac{2a^3\vec{e}_3}{[(a^2-\delta/2|\delta|)^2+1/2\gamma^2\delta]^2\,|\delta|^{5/2}}, \tag{5}$$

где $\vec{e}_1(\phi), \vec{e}_2(\phi), \vec{e}_3$ - радиальный, тангенциальный и вертикальный единичные орты, соответствующие азимуту ϕ и образующие правую тройку векторов.

В интересующей нас области $a \sim 1$.

Используя выражения для полей, выпишем силу Лоренца $\vec{F}$, действующую между двумя частицами одного пучка:

$$\frac{R^2}{e^2}\vec{F} \approx \frac{a(a^2+\delta/2|\delta|)}{[(a^2-\delta/2|\delta|)^2+1/2\gamma^2\delta]^2}\left\{\frac{(a^2+\delta/2|\delta|)\vec{e}_1(\phi)}{|\delta|^{3/2}}+\frac{2a\,\vec{e}_2(\phi)}{\delta^2}\right\}. \tag{6}$$

Аналогичное выражение для силы Лоренца $\vec{f}$ действующей между двумя частицами встречных пучков имеет вид

$$\frac{R^2}{e^2}\vec{f} \approx \frac{2a^2}{[(a^2-\delta/2|\delta|)^2+1/2\gamma^2\delta]^2}\left\{-\frac{2a\,\vec{e}_1(\phi)}{|\delta|^{5/2}}-\frac{(a^2+\delta/2|\delta|)\vec{e}_2(\phi)}{\delta^2}\right\}. \tag{7}$$

При выводе этих формул использованы предположения, что скорости частиц пучка имеют тангенциальное направление, радиусы кривизны траекторий всех частиц одинаковы и пучок моноэнергетичен.

Видно, что величины полей и силы Лоренца зависят от γ, если точка наблюдения находится настолько близко к траектории движения, что $\delta\gamma^2 \lesssim 1$, а также в γ - области ориентированной вдоль линии:

$$\phi = -(2\delta)^{3/2}/3, \quad \delta > 0, \quad z = 0. \tag{8}$$

Здесь поля по порядку величины определяются значением $\alpha^2 = \frac{1}{2} + \epsilon$, где $\epsilon \sim \gamma^{-1}\delta^{-1/2} \ll 1$. Анализ уравнения запаздывания (2) показывает, что таким значениям ϵ соответствуют угловые отклонения от линии (8) порядка γ^{-3}, что совпадает с шириной γ -области.

Для реальных электронных и позитронных пучков выполняется условие $\bar{\ell} \gg R/\gamma^2$, где $\bar{\ell}$ -среднее расстояние между частицами пучка, т.е. γ - зависимость полей и силы Лоренца определяются только γ - областями частиц.

Полученные выражения для сил Лоренца (6) и (7) следует учесть в уравнениях движения частиц пучка ускорителей и накопителей.

§ 2 Самодействие кольцевых пучков

Просуммируем найденное выражение для силы Лоренца (6) по всем остальным частицам пучка.

Как показано в [3], ограничение на область применимости классического рассмотрения полей вне γ -области определяется угловым интервалом $\Delta\phi \gg \Delta\phi_{кв} \approx 3^{5/4}\pi^{3/4}\alpha^{-3/8} N^{-3/4}$,где α -постоянная тонкой структуры, N -полное число частиц в кольце. Для большинства современных (действующих и проектируемых) электронных ускорителей и накопителей $\Delta\phi_{кв} \gtrsim (\delta x/R)^{3/2}$ - -угловых размеров области сильных полей вблизи γ -области, где δx -радиальный размер пучка. Так, например, для накопителя PETRA , $\Delta\phi_{кв} \approx 4.49.10^{-8}$, $(\delta x/R)^{3/2} \approx 3.22.\ 10^{-9}$, для накопителя CESR , $\Delta\phi_{кв} \approx 4.35.10^{-8}$, $(\delta_x/R)^{3/2} \approx 3{,}48.10^{-8}$, для накопителя ВЭПП-4, $\Delta\phi_{кв} \approx 5.10^{-7}$, $(\delta_x/R)^{3/2} \approx 2.10^{-9}$. Это означает, что в первом приближении для нахождения результирующей силы Лоренца можно ограничиться вкладом со стороны частиц пучка расположенных в области $|\delta|^3 \lesssim \phi$, $\delta > 0$, где $R\delta$ и ϕ - радиальное и азимутальное отклонения точки наблюдения от пробной частицы. Поля в этой области не зависят от γ , поэтому суммирование можно заменить интегрированием, вводя постоянную плотность частиц пучка μ и обрезая интеграл по радиальному отклонению на нижнем пределе средним расстоянием между частицами пучка $\bar{\ell} = \mu^{-1/3}$.
Тогда для результирующей силы $\vec{F}_s$ получим

$$\vec{F}_s = e^2\mu\,\delta_z \int\limits_{\bar{\ell}/R}^{(\delta_x-z_x)/2R} d\delta \int\limits_{-\phi_1}^{\phi_2} d\phi \left\{ \frac{a(a^2-\frac{1}{2})\,\vec{e}_1(\phi_0)}{(a^2+\frac{1}{2})^4\,\delta^{3/2}} + \frac{2a^2(a^2-\frac{1}{2})\,\vec{e}_2(\phi_0)}{(a^2+\frac{1}{2})^4\,\delta^2} \right\}, \quad (9)$$

где $\phi_1 = \delta_\theta / 2R - \eta$, $\phi_2 = \delta_\theta / 2R + \eta$, x и η - радиальное и азимутальное отклонения находящейся на азимуте ϕ_0 частицы от центра сгустка с продольным и вертикальным размерами δ_θ и δ_z . Заменяя переменную интегрирования ϕ на a и предполагая малость $2R\eta/\delta_\theta$ и x/δ_x , можно найти выражение для $\vec{F}_s$ в линейном приближении по этим величинам:

$$\vec{F}_s \approx e^2 \mu \delta_z \Big\{ \frac{\delta_x}{2R} \Big[\Big(1 - \frac{2x}{\delta_x}\Big)\Lambda - \frac{4}{3}\,\frac{R\eta}{\delta_\theta} \Big] \vec{e}_1(\phi_0) - \left(\frac{2R}{3\delta_\theta}\right)^{1/3} \frac{\delta_x}{2R} \Big[1 - \frac{4x}{\delta_x} - \frac{4}{3}\,\frac{R\eta}{\delta_\theta} \Big] \vec{e}_2(\phi_0) \Big\}, \tag{10}$$

где

$$\Lambda = 2 + \ln\left(3^{1/3} 4^{4/3} \delta_\theta^{4/3} R^{2/3} / \delta_x^2\right).$$

При тех же предположениях, что и выше, выражение для результирующей силы Лоренца $\vec{f}_s$ в случае встречных пучков имеет вид

$$\vec{f}_s \approx e^2 \mu \delta_z \Big\{ \big[-4\ln(\delta_x / 2\bar{\ell}) + 8x/\delta_x \big] \vec{e}_1(\phi_0) - (2R/3\delta_\theta)^{1/3} (\delta_x/2R) \big[1 - 4x/\delta_x - 4R\eta/3\delta_\theta \big] \vec{e}_2(\phi_0) \Big\}. \tag{11}$$

При выводе формул (10) и (11) не учитывалось влияние стенок камеры.

Заметим, что по сравнению с силой Лоренца, действующей на частицу в усредненном прямолинейном токе, появились постоянный и пропорциональный η члены в радиальной составляющей, а также тангенциальная составляющая.

§ 3 Эффекты интенсивности

Запишем в линейном приближении уравнения движения пробной частицы, совершающей бетатронные и синхротронные колебания, принимая во внимание силы самодействия и считая, что без их учета продольные и поперечные колебания независимы:

$$\xi'' + g_x \xi = \frac{r_0 N}{4\pi\gamma}\left[\left(\frac{1}{R} - \frac{2\xi}{\delta_x}\right)\Lambda - \frac{4}{3}\frac{\eta}{\delta_\theta}\right], \tag{12}$$

$$\eta'' + \nu_\theta^2 \eta = \frac{\alpha_s q\, r_0 N}{\pi\gamma}\left(\frac{2R}{3\delta_\theta}\right)^{1/3}\left[\frac{\xi}{\delta_x} + \frac{\eta}{3\delta_\theta} - \frac{1}{4R}\right]. \tag{13}$$

Здесь $\xi = x/R_0$, R_0 – средний радиус кривизны орбиты , g_x –коэффициент упругости радиальных бетатронных колебаний , ν_θ – частота синхротронных колебаний, α_s – коэффициент уплотнения орбит, q –кратность ускоряющего поля $r_0 = e^2/mc^2$ – -классический радиус электрона, штрих означает дифференцирование по обобщенному азимуту θ . В ускорителях и накопителях с сильной фокусировкой параметры g_x , δ_x , R – периодические функции с периодом равным $\theta_0 \ll 2\pi$. Радиальный размер пучка δ_x пропорционален модулю функции Флоке, определенной уравнением (12) с нулевой правой частью.

Для нахождения сдвигов частот системы (12), (13), можно воспользоваться методом усреднения Боголюбова-Крылова-Митропольского [4] . Применение этого метода возможно , если длина колебаний много больше периода магнитной системы, в данном случае параметром малости является отношение ν_x –частоты невозпущенных бетатронных колебаний к числу магнитных блоков $2\pi/\theta_0$. Видно, что правые части (I2) и (I3) являются малыми добавками для реальных пучков, так как выполняются следующие неравенства:

$$\frac{2r_0 N\Lambda}{\pi\gamma\delta_x} \ll \nu_\theta , \quad \frac{r_0 N\alpha_s q}{3\pi\gamma\delta_\theta}\left(\frac{2R}{3\delta_\theta}\right)^{1/3} \ll \nu_\theta . \qquad (I4)$$

Эти неравенства также показывают , что искомые сдвиги в основном определяются линейным членом по ξ в правой части (I2) и аналогичным членом по η в правой части (I3), т.е. связью синхротронных и бетатронных колебаний можно пренебречь. Учитывая это, получим формулу для сдвига частоты фазовых колебаний $\Delta\nu_\theta$:

$$\Delta\nu_\theta = -\frac{\alpha_s q\, r_0\, N}{6\pi\gamma\,\nu_0\,\delta_\theta}\left(\frac{2R}{3\delta_\theta}\right)^{1/3} . \qquad (I5)$$

Сдвиг частоты радиальных бетатронных колебаний $\Delta\nu_x$ имеет вид

$$\Delta\nu_x = \frac{r_0 N\Lambda}{4\pi\gamma\delta_x\nu_x} . \qquad (I6)$$

Рассмотрим действие постоянных членов в правых частях уравнений (I2) и (I3). Для поперечного движения этот член приводит к искажению равновесной орбиты, вычисленной без учета сил самодействия, в радиальном направлении на величину ΔX :

$$\Delta X = \frac{r_0 N}{4\pi\gamma\nu_x^2} . \qquad (I7)$$

Полученное выражение всегда много меньше радиального размера реальных пучков. Можно показать, что также незначительно сдвигается равновесная фаза. Действительно, постоянный член в тангенциальной компоненте силы Лоренца приводит к тому, что частица теряет за оборот энергию $\mathcal{E}_\tau \sim \pi e^2 \mu \delta_z \delta_x (2R/3\delta_\theta)^{1/3}$. В интересующем нас случае ультрарелятивистского движения, частица теряет на синхротронное излучение много большую энергию $\mathcal{E}_\gamma$, которая восполняется при её прохождении через резонаторы, что определяет фазовое движение частиц. Отношение приведенных величин имеет вид

$$\frac{\mathcal{E}_\tau}{\mathcal{E}_\gamma} \approx \frac{3}{8\pi} \left(\frac{2R}{3\delta_\theta} \right)^{1/3} \frac{N}{\gamma^4} . \tag{18}$$

Для ускорителей и накопителей с энергией частиц > 5 ГэВ это отношение $\lesssim 10^{-4}$.

Аналогичный анализ можно проделать для частицы встречного пучка. При этом, как показано выше, можно пренебречь связью между радиальными и синхротронными колебаниями. Постоянные члены в формуле (11) приводят к сдвигу равновесной фазы и радиальному смещению орбит еще меньшим, чем для пробной частицы того же пучка, так как в данном случае сила самодействия существенна только в месте встречи пучков с малыми угловыми размерами $\Delta\theta_{b_3} \ll 2\pi$. Поэтому запишем только формулу для сдвига частоты радиальных бетатронных колебаний частицы встречного пучка $\widetilde{\Delta\nu}_x$:

$$\widetilde{\Delta\nu}_x = \frac{2 r_0 N R}{\pi \gamma \delta_x^2} \Delta\theta_{b_3} . \tag{19}$$

Заметим, что до сих пор мы отвлекались от резонансных эффектов, хотя периодичность коэффициентов в кривых частях (12) и (13) по оборотам и по магнитной системе, может привести к возбуждению целого и параметрического резонансов. Обычно эти резонансы подавлены специальным выбором частот. Больший интерес, по-видимому, представляет рассмотрение нелинейных по x и η членов силы самодействия (см., формулу (9)), возбуждающих ряд нелинейных резонансов. При этом следует учитывать также z -движение частиц и возможность увеличения плотности частиц в пучке, когда условие (14) может не выполняться.

Сравним полученные в этом параграфе выражения для сдвигов частот $\Delta\nu_x$, $\widetilde{\Delta\nu_x}$ с аналогичными величинами $\Delta\nu_x^{прям}$, $\widetilde{\Delta\nu}_x^{прям}$ полученными в приближении прямолинейного усредненного тока [5]. Можно показать, что $\widetilde{\Delta\nu_x} \sim \widetilde{\Delta\nu}_x^{прям}$, так как для прямолинейно движущихся частиц встречных пучков γ^2-компенсации электрической и магнитной компонент силы Лоренца не происходит.

Запишем отношение $\left(\Delta\nu_x/\Delta\nu_x^{прям}\right)$:

$$\left|\frac{\Delta\nu_x}{\Delta\nu_x^{прям}}\right| = \frac{\Lambda}{4}\,\frac{\delta_z\gamma^2}{R} \tag{20}$$

Здесь существенный множитель γ^2 обязан отсутствию γ^{-2} --компенсации для частиц кольцевого пучка. Правая часть (20) при этом оказывается много больше единицы. Так, например, для $R \sim 10^4$ см, $\delta_z \sim 10^{-2}$ см, $\Lambda \sim 20$, $\gamma \sim 10^4$ отношение $|\Delta\nu_x|\Delta\nu_x^{прям}| \sim 0{,}5.10^3$. Для тех же значений R , δ_x , Λ и $N \sim 10^{13}$, $\nu_x \sim 10$, $\delta_x \sim 10^{-1}$ см, найдем $\Delta\nu_x \sim 0.5.10^{-3}$.

Введем параметр $\Delta\nu_0$ -критический сдвиг частоты, при котором рабочая точка на диаграмме устойчивости попадает в полосы резонансов. Если сетка резонансов не меняется в процессе ускорения, то $\Delta\nu_0 \sim 10^{-2}$.

Из формулы (I8) получим максимально допустимое число частиц N_0 , при котором не нарушается устойчивость по отношению к этим резонансам:

$$N_0 = \frac{4\pi\gamma\delta_x}{r_0\lambda} \nu_x \Delta\nu_0 . \qquad (21)$$

Для тех же значений параметров в правой части (2I), что и приведенные выше, $N_0 \sim 2.10^{14}$. Оценка величины N_0 для накопителя PEP [6] дает $N_0 \sim 2,7.10^{14}$ в режиме работы с энергией 5 ГэВ и $N_0 \sim 1,3.10^{14}$ при энергии частиц I5 ГэВ. В действительности же число частиц в кольце при этом $1.2.10^{13}$ и $0.8.10^{13}$ соответственно, что всего на порядок меньше величины N_0 .

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность А.Ц.Аматуни и Г.А.Нагорскому за многочисленные обсуждения проблемы и ряд высказанных замечаний , способствующих выполнению этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] С.Г.Арутюнян. Одновременная картина поля вблизи движущейся по кругу ультрарелятивистской заряженной частицы, НС ЕФИ--387(45)-79, Ереван,1979.

[2] С.Г.Арутюнян, Г.А.Нагорский Искажение кулоновских полей частиц в кольцевых пучках, Труды IУ конф.молодых ученых ЕФИ (Нор-Амберд, 25-27 сентября 1979), Ереван, 1979.

[3] С.Г.Арутюнян, Г.А.Нагорский, Эффекты интенсивности в ускорителях и накопителях, связанные с лиенар-вихертовскими полями частиц, Научное сообщение ЕФИ-453(60)-80,Ереван, 1980.

[4] Н.М.Крылов,Н.Н.Боголюбов .Введение в нелинейную механику. Изд. АН УССР, 1937; Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М.,Наука,1974.

[5] Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. М.,Атомиздат, 1970.

[6] PEP Conceptual Design Report, LBL-4288,SLAC-189, 1976.

Рукопись поступила 18-го февраля 1981 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 353 ВФ-04872 Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60х84/16

Подписано к печати 5/УI-81г. I,0уч.изд.л. Ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации

Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2

индекс 3624