

ДИНАМИКА ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.И.Курилко

Харьковский физико-технический институт АН УССР

310108, Харьков, СССР

Аннотация

В докладе систематизированы и обобщены результаты выполненных в течение истекшего десятилетия теоретических и экспериментальных исследований процессов коллективного взаимодействия интенсивных пучков электронов, ускоряемых в линейных резонансных ускорителях и циркулирующих на равновесных орбитах накопителей.

Введение

Классические методы резонансного ускорения заряженных частиц регулярными высокочастотными полями, как известно, основаны на использовании фундаментальных явлений индуцированного поглощения волновых полей движущимися зарядами и автофазировки Векслера-Макмиллана. В настоящее время эти методы детально изучены и широко используются в линейных и циклических ускорителях (накопителях) заряженных частиц. Однако наблюдаемые в эксперименте закономерности резонансного ускорения подчиняются строгой классической теории только при малых токах. Увеличение количества ускоряемых частиц (интенсивности ускоряемых пучков) качественно изменяет динамику их движения вследствие влияния на это движение собственных (коллективных) полей ускоряемых частиц. Так, в многосекционных линейных ускорителях электронов максимальный заряд ускоряемых частиц в импульсе ограничен поперечной неустойчивостью^{1,2}. В циклических ускорителях и накопителях коллективные взаимодействия проявляются, в частности, в токовых зависимостях частот ускоряющих резонаторов и частот бетатронных колебаний частиц циркулирующих пучков, а также времени их жизни на равновесных орбитах^{3...6}. Перечисленные выше коллективные явления в настоящее время детально изучены теоретически и экспериментально. Тем не менее требования эксперимента к импульсным токам

и эмиттансам ускоряемых пучков непрерывно растут. Такой рост стимулирует развитие исследований, направленных на разработку методов дальнейшего улучшения указанных параметров. Повышение качества ускоряемых пучков выявляет неизвестные ранее эффекты коллективного взаимодействия. В последние годы ряд таких эффектов был обнаружен в линейных и циклических резонансных ускорителях электронов. Систематизированный обзор результатов этих исследований составляет основное содержание данного доклада.

Линейные ускорители

В этой области за последние годы были обнаружены и рассмотрены следующие коллективные эффекты: поперечная неустойчивость короткоимпульсного интенсивного пучка в многосекционном ускорителе; автомодуляция интенсивного модулированного пучка полем его излучения в резонансных электродинамических системах с обратными связями, а также повышение предельного тока за счет использования поля излучения пучка.

Перечисленные эффекты обладают общими чертами физической природы и вместе с тем существенно отличаются внешними проявлениями, в том числе влиянием на энергию и ток ускоряемого пучка. Ниже мы остановимся более подробно на результатах их экспериментального и теоретического исследования.

Поперечная неустойчивость короткоимпульсного пучка в многосекционном ускорителе

Поперечная неустойчивость пучков микросекундной длительности была обнаружена в процессе экспериментов, проведенных в Харькове, а затем в Стенфорде. Она проявилась в сокращении длительности токового импульса на выходе ускорителя с ростом инжектируемого тока и существенном (на порядки) умень-

шении предельного заряда в импульсе по сравнению с определенным эффектом токовой нагрузки. Теория этого явления (подробнее см., напр., ^{1,2}) объяснила его самовозбуждением системы на дефокусирующей первой азимутальной гармонике поля замедляющей структуры. Согласно результатам этой теории и данным эксперимента, предельный заряд Q_* , ускоряемый в импульсе длительностью τ_n и током I_n

$$Q_* \equiv I_n \cdot \tau_n, \quad (I)$$

однозначно определяется геометрией и электродинамикой ускоряющей структуры, а также полной энергией пучка и темпом его ускорения.

Отклонение от закона (I) было обнаружено в эксперименте ⁷ при запуске ускорителя ЛУЭ-300 ХФТИ АН УССР в наносекундном режиме длительности токового импульса. Соответствующий пороговый заряд Q_* в этом режиме оказался существенно меньшим определяемого формулой (I). Так, при длительности импульса $\tau_n = 1,5$ мкс измеренное значение порогового заряда Q_* на выходе ускорителя составило ≈ 400 нК. В то же время при длительности импульса $\tau_n = 3$ нс в той же ускоряющей структуре развитие поперечной неустойчивости на дефокусирующей волне начиналось уже при $Q_* = 15-20$ нК даже при существенно большей (чем в длинном импульсном режиме) энергии инжекции. Такое существенное расхождение данных эксперимента ⁷ с теорией (I) свидетельствует о том, что физические механизмы коллективного взаимодействия в этом эксперименте отличаются от описываемых указанной теорией. Не исключено, в частности, что в данном случае наблюдается эффект, предсказанный ранее теоретически для одиночного сгустка ⁸.

Автомодуляция пучка в резонансной ускоряющей структуре с обратной связью

Нагруженный пучком резонансный объем представляет собой неравновесную систему, в которой пучок является активным элементом. При достаточной интенсивности пучка рас-

сматриваемая неравновесная система может переходить в режим самовозбуждения. В эксперименте ⁹ эффект самовозбуждения проявился в модуляции интенсивности пучка на выходе группирующей секции. При этом частота модуляции определялась периодом циркуляции энергии в резонаторе на бегущей волне. Теоретическое моделирование этого явления показало ¹⁰, что в его основе лежат эффекты существенной токовой зависимости амплитуды и фазы результирующего поля в указанном резонаторе. Именно эти эффекты приводят к периодическим колебаниям эффективности обмена энергией пучка с полем и интенсивности, а также кинетической энергии пучка на выходе секции.

Повышение импульсного предельного тока

Поле спонтанного излучения пучка в ускоряющей структуре тормозит излучающие сгустки, а его амплитуда линейно растет с увеличением тока пучка. Именно эти особенности указанного поля определяют основные характеристики обусловленного им эффекта токовой нагрузки - линейного уменьшения приращения энергии с ростом тока при постоянном уровне вводимой мощности. В ряде работ, выполненных на односекционных ускорителях в последние годы, были предприняты попытки утилизации поля спонтанного излучения интенсивных пучков электронов. В частности, авторы ¹¹ поставили перед собой задачу увеличить импульсный ток пучка до значений, превышающих предельный ток токовой нагрузки данной ускоряющей ячейки (при том же уровне вводимой мощности). Достижение указанной цели предложено путем непрерывной подачи поля излучения ускоряемого пучка с выхода ячейки на ее вход с соответствующей коррекцией фазы. Физически такой прием обеспечивает когерентное сложение поля излучения пучка с полем внешнего генератора, эквивалентное повышению мощности последнего. Как показывают результаты расчета, предельный ускоряемый ток возрастает при этом в 2-3 раза. Этот положительный результат достигается за счет соответствующего снижения среднего по длине ячейки темпа ускорения: локальное ускоряющее поле

в этих условиях изменяет знак с ростом координаты вдоль длины ячейки. Поэтому для реализации данного способа повышения предельного тока необходимы не только интенсивные источники электронов, но и подавление поперечной неустойчивости, пороговый ток которой, как известно, убывает со снижением темпа ускорения.

Накопители электронов

Среди коллективных эффектов в накопителях электронов к настоящему времени наименее полно изучены закономерности процессов накопления ионов остаточного газа в поле объемного заряда циркулирующего пучка и обратного влияния этих ионов на движение пучка. Изложение результатов проведенного в последние годы количественного анализа этих закономерностей составляет основное содержание данного раздела доклада.

Условия захвата и количество захватываемых ионов

При достаточно больших энергиях пучка и амплитудах высокочастотного потенциала каждый циркулирующий электрон за время жизни на орбите образует большое число пар ионов

$$S \equiv \frac{\sigma_{\text{и}}}{\sigma_{\text{ж}}} = \frac{m_0 c^2}{Z \bar{U}(Z)} \gg 1, \quad (2)$$

не зависящее от давления остаточного газа в камере.

Здесь Z — зарядовое число атомов остаточного газа; $\bar{U}(Z)$ — удельные потери на образование одной пары ионов; $\sigma_{\text{и}}$ — сечение ионизации атома остаточного газа электронным ударом; $\sigma_{\text{ж}}$ — полное сечение процессов, ограничивающих время жизни электрона на орбите в результате его взаимодействия с остаточным газом.

Как следует из (2), для компенсации объемного заряда циркулирующего пучка электронов достаточно удержания на орбите малого числа образуемых им ионов. Захват этих

ионов кулоновским полем циркулирующего пучка имеет место в ограниченной области токов, определяемой неравенствами (ср. I2, I3):

$$W_0 < \bar{N}_3 e^2 q < W_*; \quad (3a)$$

$$W_0 \ll W_* \equiv M c^2 (\sigma_z / \lambda_0)^2 \quad (3b)$$

Здесь $\bar{N}_3$ — средняя по азимуту погонная плотность частиц пучка ($[\bar{N}_3] = \text{м}^{-1}$); e — заряд электрона; q — зарядовое число иона ($1 \leq q \leq Z$); M — масса покоя иона; σ_z — меньший (вертикальный) размер пучка; λ_0 — пространственный период следования сгустков; W_0 — начальная (практически тепловая) энергия иона.

Полное количество захваченных ионов определяется квазистационарным равновесием кинетических процессов рождения ионов электронными ударами в объеме пучка и нагрева этих ионов случайными близкодействующими ударами электронов. При этом увеличение количества захваченных ионов повышает скорость нагрева вследствие уменьшения глубины потенциальной ямы фокусирующего поля пучка. Результирующая аналитическая асимптотика погонной плотности захваченных ионов определена из степенных решений кинетического уравнения Фоккера-Планка с интегралом ион-ионных столкновений в форме Ландау I4, I5:

$$\eta \equiv \frac{\bar{N}_{\text{и}}}{\bar{N}_3} = \left\{ 1 + C [N_0 z_0]^{\frac{1}{2}} (\sigma_{\text{и}} / \sigma_{\text{и}}) \right\}^{-1};$$

$$\sigma_{\text{и}} \equiv 16\pi \frac{m_0}{M} z_0^2 \Lambda; \quad \sigma_{\text{ж}} \equiv 2\pi z_0^2 \frac{m_0 c^2}{\bar{U}(1)} \Lambda. \quad (4)$$

Здесь $N_0 \equiv \pi a^2 n_0$ — погонная плотность атомов водорода в сечении пучка, которое мы считаем цилиндрическим с радиусом a ; $z_0 \equiv e^2 / m_0 c^2$ — классический радиус электрона; $\sigma_{\text{р}}$ — эффективные сечения нагрева захваченных протонов ($p = \text{H}$) и ионизации водорода ($p = \text{H}$) соответственно; Λ — кулоновский логарифм; $C(N_0)$ — слабо убывающий с ростом N_0 безразмерный параметр, изменяющийся от $C(N_0 \rightarrow 0) = 1$ до $C(N_0 \rightarrow \infty) \approx 0,1$.

Как следует из (4), коэффициент зарядовой компенсации пучка в рассматриваемых условиях не зависит от тока циркулирующего пучка и существенно нелинейно растет с погонной плотностью остаточного газа, приближаясь к единице.

Приведенные выше результаты для водорода ($Z=1$) позволяют оценить характер функциональной зависимости зарядового состава ионного остова от давления и парциального состава остаточного газа в камере. А именно: однократно заряженные ионы наиболее легко ионизируемых тяжелых атомов будут преобладать в остова при относительно больших значениях указанного давления, когда время ионизации мало по сравнению со временем нагрева и коэффициент компенсации близок к единице; в области сверхвысокого вакуума (при малых значениях коэффициента компенсации) в составе ионного остова могут удерживаться и многократно заряженные ионы.

Обратное влияние захваченных ионов на динамику поперечного движения циркулирующего пучка

Положительные токовые сдвиги δQ_α частот $Q_\alpha^{(0)}$ бетатронных колебаний физически обусловлены дополнительной фокусировкой циркулирующих электронов кулоновским полем захваченных ионов. В общем случае эти сдвиги существенно зависят не только от погонной плотности захваченных ионов $\bar{N}_i$, но и от амплитуд колебаний электронов $J_\alpha^{1/2}$ ($\alpha=x, z$), азимутального профиля плотности пучка и его поперечных размеров (ср. 16, 17, 18):

$$\delta Q_\alpha(J_\alpha) = \frac{\bar{N}_i z_0 \bar{R}^2}{Q_\alpha^{(0)} \gamma} \int_0^\infty dt [(2\sigma_x^2 + t)(2\sigma_z^2 + t)]^{1/2} \times x(2\sigma_x^2 + t)^{-1} \cdot \exp\left\{-\sum_\alpha \frac{J_\alpha}{Q_\alpha^{(0)}(2\sigma_\alpha^2 + t)}\right\}. \quad (5)$$

Здесь $\bar{R}$ — средний радиус равновесной орбиты; σ_α — поперечный размер пучка по координате $\alpha=x, z$; J_α — квадраты амплитуд колебаний электронов пучка по этим координатам; $Q_\alpha^{(0)}$ — соответствующие бетатронные числа при малых токах; γ — релятивистский фактор электронов пучка.

Как следует из (4) и (5), с ростом циркулирующего тока (числа захваченных ионов) возрастают ширины полос бетатронных колебаний частиц 17, 18:

$$\Delta Q_\alpha \equiv \delta Q_\alpha(J_\alpha \rightarrow 0) - \delta Q_\alpha(J_\alpha \rightarrow \infty) = \frac{\bar{N}_i z_0 \bar{R}^2}{Q_\alpha^{(0)} \sigma_\alpha (\sigma_x + \sigma_z) \gamma}. \quad (6)$$

Одновременно с этим возрастает и среднеквадратичная расходимость траекторий приосевых частиц пучка при фиксированных амплитудах колебаний, определяемых равновесием процессов раскачки и затухания бетатронных колебаний, положительные сдвиги частот ($\delta Q_\alpha > 0$) приводят к увеличению энергии соответствующих поперечных колебаний.

Резонансы связи поперечных колебаний частиц пучка появляются с увеличением циркулирующего тока как следствие нелинейной зависимости фокусирующей пучок силы объемного заряда ионов от вектора поперечного смещения электрона относительно равновесной орбиты. Если, например, с ростом циркулирующего тока I бетатронные частоты $Q_\alpha(I)$ оказываются близкими к резонансной линии

$$m Q_x - n Q_z = 0, \quad (7)$$

то средний по времени t вертикальный эмиттанс пучка при этом возрастает в результате периодической перекачки энергии из радиальных колебаний в вертикальные. При выполнении последнего условия на периферии пучка ионный остов и приосевая часть пучка сохраняют гауссовский профиль плотности, вокруг которого резонансные частицы образуют ореол (гало).

Поперечная электронно-ионная неустойчивость циркулирующего пучка характеризуется малыми пороговыми токами, однозначно определяемыми параметрами накопителей через соответствующие пороговые плотности частиц пучка $(n_\beta)^{(\alpha)}$ 17, 19, 20:

$$(n_\beta)^{(\alpha)}_* \equiv \frac{\gamma}{4\pi \bar{R}^2 z_0} [\min(p^2 - Q_\alpha^{(0)2})]. \quad (8)$$

Здесь p — номер неустойчивой азимутальной гармоники ($p = 1, 2, 3, \dots$);

δ — релятивистский фактор пучка;

$\bar{R}$ — средний радиус орбиты.

Соответствующие инкременты существенно зависят от формы радиального и азимутального профилей плотности пучка, а также функции распределения захваченных ионов (подробнее см., напр., ²¹).

Как следует из (8), рассматриваемая неустойчивость может, в принципе, наблюдаться и в накопителях на высокие энергии, если при этом выполнены условия захвата ионов.

Рассеяние частиц пучка на ядрах и δ -электронах захваченных ионов уменьшает время жизни пучка и увеличивает его поперечные (вертикальные) размеры. Последний эффект может привести к увеличению времени жизни пучка в условиях, когда существенный вклад в это время вносят электрон-электронные столкновения внутри циркулирующих сгустков (эффект Тушека) ²². Количественно результирующий вклад захваченных ионов определяется относительной величиной их эффективной погонной плотности.

$$N_{эфф}^{(n)} \equiv \sum_s Z_s^{(n)} \cdot (Z_s^{(n)} + 1) \cdot N_s^{(n)}, \quad (9a)$$

где $Z_s^{(n)}$ — заряд ядра ионов сорта s , а $N_s^{(n)}$ — их погонная плотность.

Легко видеть, что указанный вклад будет малым только в том случае, когда правая часть (9a) мала по сравнению с эффективной погонной плотностью нейтралов в сечении пучка

$$N_{эфф}^{(0)} \equiv \sum_s Z_s^{(0)} (Z_s^{(0)} + 1) \cdot N_s^{(0)}. \quad (9b)$$

В противном случае ($N_{эфф}^{(n)} \gg N_{эфф}^{(0)}$) вклад захваченных ионов в вертикальный эмиттанс пучка оказывается определяющим.

Сравнение теории с данными эксперимента

Прямое измерение количества захваченных ионов представляет методически довольно сложную задачу. Поэтому реальные способы диагностики этого параметра основаны на

измерениях вторичных эффектов, обусловленных наличием захваченных ионов на равновесной орбите.

Среди первых попыток этого направления следует отметить работу ²³, в которой количество захваченных ионов оценивалось по увеличению выхода тормозного излучения с ростом циркулирующего тока. Однако, достоверность получаемых таким путем результатов невысока вследствие низкой точности измерений давления остаточного газа и неопределенности зарядового состава захваченных ионов. Более надежные данные о погонном заряде захваченных ионов дают измерения высокочастотных параметров динамики поперечного движения частиц пучка, а именно токовых зависимостей частот ^{16,17} бетатронных колебаний, а также спектров низкочастотных электрон-ионных колебаний ^{17,24}. Действительно, результаты частотных измерений характеризуются высокой достоверностью, а их интерпретация облегчается более слабой зависимостью указанных параметров от зарядового состава ядер захваченных ионов (чем выход тормозного излучения). Полученные таким путем экспериментальные данные подтверждают результаты изложенной выше теории. В частности, количество захваченных ионов, измеренное в экспериментах ^{16,18}, находится в достаточно хорошем согласии с теорией (4). При этом вывод работ ^{16,17} о близкой к единице зарядовой компенсации пучка в накопителе Н-100 ХФТИ АН УССР подтвержден данными нескольких независимых измерений, в том числе токовых сдвигов частот бетатронных колебаний ¹⁶, ширин их полос ¹⁷, а также спектров низкочастотных когерентных вертикальных электрон-ионных колебаний ^{24,17}.

Перечисленные выше эксперименты были проведены специально для диагностики количества захваченных ионов по их обратному влиянию на динамику поперечного движения частиц пучка. Кроме того, влияние захваченных ионов качественно наблюдалось в целом ряде других экспериментов, проведенных ранее и в последнее время. Так, например, сдвиги частот и уширение полос бетатронных колебаний с ростом тока отмечались в

25,26; влияние ионов на время жизни проявлялось как в монотонном его уменьшении с ростом циркулирующего тока ^{22,27}, так и в резонансной зависимости от этого тока ²⁸; рост поперечного эмиттанта пучка с увеличением накопленного тока был обнаружен в экспериментах ²⁹. Извлечение информации о параметрах ионного остова в соответствующих установках непосредственно из опубликованных данных перечисленных экспериментов практически невозможно. Для этого необходимо знать давление и парциальный состав остаточного газа (см.(4),(9)), азимутальные профили поперечных размеров пучка по обеим поперечным координатам при малых токах, число циркулирующих сгустков (см.(3)), бета-трионные числа, а также токовые зависимости поперечных размеров пучка и амплитуды ускоряющего потенциала. По этим причинам полное количественное сравнение теории с экспериментом должно быть проведено для каждой установки методом последовательного взаимного сопоставления и уточнения результатов теоретического моделирования исследуемых закономерностей и соответствующих данных экспериментальных наблюдений.

Заключение

Анализ совокупности приведенных результатов представляет интерес с учетом предшествующего опыта развития физики и техники резонансных методов ускорения. Из этого анализа, в частности, следует, что каждый успешный этап повышения интенсивности и других параметров качества ускоренных пучков электронов опирается на исследования и разработки методов управления процессами коллективного взаимодействия. Например, повышение предельного тока ускорителя ЛУЭ-2000 ХФТИ АН УССР примерно на порядок было обеспечено подавлением поперечной неустойчивости на основе исследования электродинамических характеристик дефокусирующих типов колебаний ускоряющих структур, а также процессов спонтанного и индуцированного излучения соответствующих полей частицами пучка. Точно так же эффективные методы автоматической подстройки частоты резонансных элементов циклических ускорителей

опирались на результаты исследований закономерностей токовых сдвигов собственных частот этих элементов. Приведенные соображения показывают, что для дальнейшего повышения качества пучков, ускоряемых в линейных и циклических резонансных ускорителях электронов, необходимо детальное теоретическое и экспериментальное исследование описанных выше эффектов коллективного взаимодействия. Например, для создаваемых ускорителей встречных электрон-позитронных пучков, по-видимому, представляет интерес детальное изучение физической природы поперечной неустойчивости короткоимпульсного пучка, описанной в п.2.1. Необходимо, в частности, выяснить, почему эта неустойчивость успевает развиться при относительно малых токах уже на малом числе сгустков (порядка десяти), и научиться ее подавлять. В накопителях электронов необходимо разработать эффективные методы подавления захвата ионов остаточного газа. До сих пор в качестве единственного средства борьбы с отрицательными последствиями этого захвата рассматривался лишь переход на позитронные пучки (см. 28,30,32), связанный с дополнительными затратами на создание интенсивных инжекторов позитронов. В то же время результаты исследований количественных закономерностей захвата ионов интенсивными пучками электронов могут указать более экономичные альтернативные способы решения этой проблемы. Одним из них является, например, увеличение пространственного периода следования сгустков при заданной величине среднего циркулирующего тока: в этих условиях за время между двумя фокусирующими толчками электронов пучка ион успеет уйти из области захвата за счет теплового движения (ср., напр., 12,13,18).

Литература

1. Бурштейн Э.А., Воскресенский Р.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. - М: Атомиздат, 1970.
2. Lapostolle P.M., Septier A.L. Linear accelerators. - N-H-Publ. Comp. Amst.-1970.

3. Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. - М: Изд-во МГУ, 1980.

4. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. - М: Атомиздат, 1970.

5. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. - М: Мир, 1980.

6. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей, т.2. - М: Энергоатомиздат, 1982.

7. Ажиппо В.А., Айзацкий Н.И., Гончар В.П. и др. Физический запуск ЛУЭ-300 в режиме наносекундных длительностей токового импульса. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. - Харьков: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1985, вып. 2(23), с. 54-55.

8. Балакин В.Е., Кооп И.А., Новохатский А.В., Смирнов В.Н. Динамика пучка ВЛЭПП'а. - Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1978). - Дубна: ОИЯИ, 1979, т.1, с. 143 - 145.

9. Aizatsky N.I., Azhippo V.A., Makhnenko L.A. Self-oscillatory mode of acceleration in electron linac with feedback (presented to Int. conf. on linacs. Stanford, 2-6 june, 1986).

10. Айзацкий Н.И. Нелинейная динамика ускорения в группирующей секции ЛУЭ в режиме рекуперации. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. - Харьков: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1986, вып. 1(27), с.59-60.

11. Айзацкий Н.И., Доков С.Н., Махненко Л.А. Универсальная ускоряющая ячейка ЛУЭ. Сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. - Харьков: изд. ХФТИ АН УССР, 1983, вып. 3(15), с.45-47.

12. Brianti G. The stability of ions in bunched-beam machines. - Proc. CERN accel. school/antiprot. for collid. beams fac. (Geneva, oct.-1983), CERN, 84-15, 1984, p.369-383.

13. Буляк Е.В. Захват и удержание ионов сгустком, циркулирующим в накопителе электронов. - ЖТФ, 1986, т.56, вып.1, с.72-76.

14. Карась В.И., Моисеев С.С., Новиков В.Е. Неравновесные стационарные распределе-

ния частиц в твердотельной плазме. - ЖТФ, 1976, т.71, вып. 4(10), с.1421-1433.

15. Буляк Е.В. Кинетика формирования ионного остова в накопителе электронов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. - Харьков: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1986. Вып. 1(27), с.61-62.

16. Буляк Е.В., Курилко В.И. Компенсация объемного заряда пучка в сильноточных накопителях электронов. - ЖТФ, 1982, т. 52, вып.2, с.300-308.

17. Буляк Е.В., Курилко В.И. Коллективные эффекты в накопителях электронов. Труды конф. по яд.-физич. исследованиям (Харьков - 1982). - М: ВИНТИ, 1983, т.1, с. 259-271.

Объемный заряд в динамике поперечного движения интенсивного пучка в накопителе электронов. Тр. 8 Всес. совещ. по ускорит. заряженных частиц (Протвино, окт.1982). - Дубна: ОИЯИ, 1983, т.1, с. 191-195.

18. Biaggini M.E., Guiduchi S., Preger M. et al. Observation of ion trapping at Adone. Proc. 11 Int. conf. on high energy Accel. Geneva, july -1980, p.687-692.

19. Саранцев В.П., Перельштейн З.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. - М.: Атомиздат, 1979.

20. Айзацкий Н.И., Буляк Е.В., Курилко В.И. Методы теории поперечных неустойчивостей релятивистских пучков электронов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. - Харьков: изд. ХФТИ АН УССР, 1983, вып. 2(14), с. 32-38.

21. Буляк Е.В., Курилко В.И. Двухпотоковая неустойчивость сгустка, циркулирующего в накопителе электронов. - ДАН УССР, 1984, сер. "А", № 4, с. 53-56.

22. Auslender V.L., Kulipanov G.N., Mishnev S.I. et al. The dependence of the lifetime and dimensions of beam upon the number of particles in a storage ring. Proc. of the Int. symp. On electron and positron storage rings. (Saclay, sept. - 1966), p.VII B-5-1 - VII B-5-7. Ed. Presses univ. de France, 1966.

23. Haissinsky J. Properties of the beams at higher intensity (status report of ACO). - Ibid. p.11-4-1 - 11-4-10.

24. Буляк Е.В., Курилко В.И. Низкочастотные поперечные колебания в накопителях электронов. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, вып.9, с.493-496.

25. Кулипанов Г.Н., Мишнев С.И., Попов С.Г., Тумайкин Г.М. Влияние нелинейностей на бетатронные колебания в накопителе. - Препринт 251 ИТФ СО АН СССР. - Новосибирск, 1968.

26. Galajda J.N. Status of the NSLS - IEEE Trans. on NS, 1984, vol.NS-30, p.3109-3111.

27. Galajda J.N. et al. NSLS Staff. Experience with a high brightness storage ring: the NSLS 750 MeV VUV ring. - Nucl. Instr. and Meth., 1985, vol.A230, N 1, p.106-109.

28. KEK: First positrons. CERN courier, 1986, vol.26, N 2, p.11.

29. Egan-Krieger J.N., Einfeld D., Hohbergh G. Status of BESSY, an 800 MeV Storage Ring dedicated to synchrotron radiation. - IEEE Trans., NS, vol.NS-30, p.3094-3096.

30. ALS design group. Conceptional design of the Argonne 6 GeV synchrotron light source. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1985, vol.30, N 5, rep.E-27, p.910.

31. Zynger H., Alselier G., Dael A. et al. The VUV radiation source SUPER ACO. - Ibid. rep.1-28, p.929.

32. Le Duff. Current and current density limitations in existing storage rings. - Nucl. Sci. and Methods, 1985, vol.A239, N 1, p.83-101.

Discussion

Г.М.Тумайкин. Имеется ли резонанс между частотой обращения и частотой колебаний ионов?

В.И.Курилко. Характерные частоты колебаний захваченных ионов лежат в диапазоне сотен килогерц (при токах порядка десятков миллиампер и размерах пучка порядка десятых долей миллиметра). Эти частоты малы по сравнению с частотой обращения.