

# Развитие и перспективы метода электронного охлаждения

В.В. Пархомчук, Д.В. Пестриков

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, Новосибирск, Россия*

Приводится обзор развития, современного состояния и ближайших перспектив метода электронного охлаждения пучков тяжелых заряженных частиц в накопителях.

## Введение

Предложенный Г.И. Будкером метод электронного охлаждения [1] основан на изменении температур пучка тяжелых заряженных частиц (ионов) за счет их кулоновских столкновений с электронами сопутствующего электронного потока. Равновесие достигается при выравнивании температур пучков. Поэтому, если температура электронного пучка поддерживается постоянной ( $T_e = mv_e^2$ ) и меньшей температуры ионного пучка, то по прошествии времени затухания парциальные температуры ионов уменьшаются до  $T_e$ , а угловой разброс в ионном пучке становится меньше углового разброса в электронном в  $\sqrt{m/M}$  раз ( $m$  — масса электрона,  $M$  — иона). Уже первые исследования условий охлаждения [1, 2] показали, что для успешной реализации метода решение задачи получения интенсивных электронных пучков с малыми температурами является одной из ключевых проблем. Так, в первых предложениях по применению метода для накопления антипротонов [1, 3] время охлаждения в 60 с должно было достигаться при угловой расходимости электронного пучка  $3 \cdot 10^{-3}$ , токе электронного пучка 1 А и при энергии электронов 0.5 МэВ. При однократном прохождении электронами участка охлаждения для предотвращения чрезмерного нагрева коллектора электронов требуется рекуперация энергии электронного пучка, т.е. торможение электронов до минимально возможных энергий с возвратом их энергии в источник. В 1967–1970 гг. в ИЯФ СОАН СССР разрабатывался прототип установки с охлаждающим электронным пучком [4]. В этой установке влияние пространственного заряда электронного пучка на поперечные скорости электронов компенсировалось продольным магнитным полем, сопровождающим электроны от катода до коллектора.

Успешные эксперименты по рекуперации энергии электронного пучка позволили в 1972 г. приступить к созданию накопительного кольца НАП-М с электронным охлаждением. Название этой установки Накопитель Анти-Протонов-Модель и установки с охлаждающим электронным пучком (Электронный Пучок для Охлаждения Антипротонов — ЭПОХА) отражало направленность программы на накопление антипротонных пучков. Накопительное кольцо НАП-М при периметре орбиты 47.2 м имело 4 прямолинейных промежутка длиной 7 м. В одном из промежутков кольца помещалась установка электронного охлаждения с эффективной длиной участка охлаждения около 1 м. Измерения проводились с протонами на энергии 65 МэВ. Время охлаждения составляло несколько секунд [5], что было близко к ожидаемому.

Успешная экспериментальная демонстрация электронного охлаждения [5] пробудила интерес к изучению и использованию этого метода. Так, в конце 70-х, в начале 80-х годов были проведены эксперименты по изучению электронного охлаждения на установках ICE (CERN) и Test Ring (FNAL, США). Помимо освоения техники и физики охлаждения, на этих установках были проведены важные исследования по накоплению частиц с использованием метода электронного охлаждения [6]. В частности, в работе [6] впервые сообщалось о наблюдении быстрых потерь накапливаемого пучка, связанных с неустойчивостью его когерентных колебаний, при превышении накопленным током некоторого порогового значения (для установки ICE оно составляло примерно  $2 \cdot 10^9$  протонов).

В 80-х годах было объявлено о проектировании и строительстве в США, Европе и Японии значительного числа накопителей ионов с электронным охлаждением в области малых и средних энергий (см., например, [7]). Помимо изучения физики и различных методов охлаждения, физические программы на этих установках ориентировались на изучение физики ионов, атомной и ядерной физики.

## 1. Быстрое электронное охлаждение

Реконструкция в 1975 г. некоторых элементов накопительного кольца НАП-М и установки ЭПОХА позволила существенно улучшить управляемость параметров электронного пучка и точность измерений. Среди многочисленных находок этого периода наиболее значительным было открытие так называемого быстрого электронного охлаждения. Первоначально оно проявлялось в увеличении продольной силы трения при уменьшении относительной скорости пучков до величин, существенно меньших поперечных температурных скоростей электронов [8]. Несколько позже было также обнаружено [9], что как величины силы трения, так и декременты охлаждения существенно резче зависят от средних скоростей ларморовских кружков охлаждающих электронов, чем от температурных скоростей ларморовского вращения электронов. Достижимые величины силы трения и декрементов охлаждения в этих измерениях существенно увеличились.

Неожиданное увеличение эффективности охлаждения объяснялось [10] совместным действием двух важных явлений. Во-первых, тем, что при электростатическом ускорении электронов сохраняется разброс энергий частиц, а разброс их скоростей уменьшается [8]. Так, если разброс энергии электронов на катоде равен  $\delta E = kT$ , то после потенциального ускорения до энергии  $E_0 = p_0^2/(2m)$  разброс скоростей в пучке  $\Delta v = \Delta E/p_0$  соответствует ничтожно малой энергии электронов в сопутствующей системе координат пучка

$$kT_{\parallel} = kT \frac{kT}{\gamma^2 \beta^2 m c^2}. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma m c^2$  — энергия электрона, а  $\beta = \gamma/\sqrt{1-\gamma^2}$ .

Во-вторых, магнитное поле охлаждающей установки разделяет движение электронов на вращение вдоль ларморовских окружностей и движение центров (кружков) этих окружностей. Пока температуры ларморовского вращения и кружков равны, охлаждение происходит так, как если бы магнитного поля не было. Если же температура кружков оказывается существенно меньшей температуры ларморовского вращения, то появляется значительная область прицельных параметров, в которой столкновения электронов и ионов происходят адиабатически медленно по сравнению со скоростями ларморовского вращения. В такой области температура ларморовского вращения электронов выпадает из теплообмена с ионами (электроны оказываются замагниченными), а максимальные скорости теплообмена определяются температурами ларморовских кружков. В результате, возрастают декременты охлаждения и силы трения, а установившиеся разбросы импульсов и размеры ионного пучка уменьшаются до таких, какие соответствуют температуре кружков.

В адиабатической области параметров силы трения и декременты охлаждения не зависят от температуры ларморовского вращения электронов. Температура же кружков определяется продольной температурой электронов и разбросами поперечных скоростей центров кружков. Помимо прочего, она увеличивается при увеличении амплитуд модуляций поперечных магнитных полей вдоль участка охлаждения. Улучшение же однородности продольного магнитного поля на участке охлаждения позволяет приблизить температуру кружков к продольной температуре электронов. Хотя в реальных случаях величина продольной температуры, определяемая формулой (1), недостижимо мала, оказывается, что при транспортировке до участка охлаждения в

продольном магнитном поле продольную температуру электронов удается сохранить на уровне, соответствующем средней энергии взаимодействия электронов в пучке ( $T_{\parallel} \simeq e^2 n_e^{1/3}$ ,  $e$  — заряд электронов,  $n_e$  — плотность электронного пучка). Так, в измерениях на НАП-М продольная температура протонного пучка могла быть уменьшена до  $\simeq 1$  К [11]. Другим указанием на возможность сохранения малой продольной температуры при транспортировке электронного пучка на участок охлаждения являлась возможность измерения на установке МОСОЛ различия сил трения положительно и отрицательно заряженных ионов [12]. Наблюдавшееся в [12] в равных условиях примерно трехкратное превышение силы трения ионов  $H^-$  над силой трения протонов важно и само по себе, являясь одной из специфических особенностей эффекта быстрого электронного охлаждения.

Если вклад адиабатических столкновений доминирует, то наиболее простые выражения для силы трения получаются в области, где скорости ионов существенно превышают скорости электронов (см., например, в [10]). Они обладают квадрупольной симметрией в пространстве скоростей ионов. При этом поперечные компоненты силы трения меняют знак при  $|v_{\parallel}| \geq v_{\perp}/\sqrt{2}$ . Однако вклад этой области в декременты охлаждения пучка невелик. Так, если  $\epsilon$  — поперечный эмиттанс пучка, а  $\sigma_p$  — среднеквадратичный разброс импульсов в пучке, то декременты охлаждения пучка за счет замагниченных столкновений записываются в виде [13]

$$\lambda_{\perp} = -\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} = \Lambda_0 \Phi_{\perp} \left( \frac{\sigma_p}{p} \sqrt{\frac{\beta}{\epsilon}} \right), \quad \lambda_{\parallel} = -\frac{\dot{\sigma}_p}{\sigma_p} = \Lambda_0 \Phi_{\parallel} \left( \frac{\sigma_p}{p} \sqrt{\frac{\beta}{\epsilon}} \right). \quad (2)$$

Здесь

$$\Lambda_0 = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4 L}{m M c^3 (\epsilon/\beta)^{3/2} \Pi}$$

есть декремент охлаждения монохроматического пучка ионов,  $Ze$  — заряд иона,  $M$  — масса иона,  $\beta$  — среднее значение  $\beta$ -функции кольца на участке охлаждения,  $L \simeq 1-5$  — величина кулоновского логарифма,  $l$  — длина участка охлаждения.  $\Pi$  — периметр орбиты.

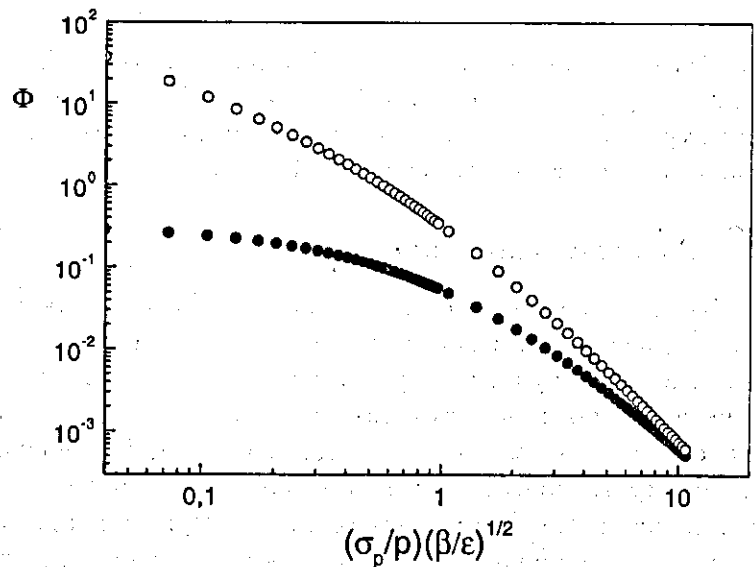


Рис. 1: Зависимости формфакторов декрементов охлаждения от параметра сплюснутости распределения ионов  $(\sigma_p/p)\sqrt{\beta/\epsilon}$ . Гауссово распределение ионов в пучке, верхняя кривая —  $\Phi_{\parallel}$ , нижняя —  $\Phi_{\perp}$ .

Сравнение формфакторов  $\Phi_{\perp}$  и  $\Phi_{\parallel}$  показывает (рис. 1), что при заданной сплюснутости распределения ионов величины продольных декрементов превосходят величины поперечных. В ряде случаев (см., например, в [14]) это позволяет ускорить охлаждение поперечных колебаний, перераспределяя декременты из продольных степеней в поперечные.

Несмотря на заметную сложность выражений для сил трения, полученных в [10], уравнения движения ионов на участке охлаждения могут быть проинтегрированы в пренебрежении искажениями траекторий ионов продольным магнитным полем [15]. Это обстоятельство заметно упрощает моделирование процессов влияния быстрого электронного охлаждения на динамику ионов в накопителях и установках со встречными пучками.

Условия экспериментов на НАП-М не соответствовали подавляющему доминированию вкладов адиабатических столкновений в охлаждение. Тем не менее, многие особенности кинетики охлаждения пучка на этой, а также и на последующих установках указывают на существенное положительное влияние продольного магнитного поля на процесс электронного охлаждения. К сожалению, простых выражений для сил трения, описывающих охлаждение в полях конечной величины, получить не удастся. К тому же, особенно вблизи равновесий, параметры охлаждаемого пучка входят в области, где силы трения не могут рассчитываться в логарифмическом приближении. В таких условиях более адекватным может оказаться вычисление сил трения численным интегрированием уравнений движения электронов (например, в [16] или в [17]).

Вместе с тем для многих целей удобно иметь аналитическое выражение для силы трения, отражающие ее (среднемировые) наблюдаемые свойства. В качестве одной из таких интерполяционных формул может использоваться выражение [16]

$$F = -\frac{4Z^2 e^4 n_e}{m(v^2 + v_{eff}^2)^{3/2}} \ln\left(\frac{\rho_{max} + \rho_L + \rho_{min}}{\rho_L + \rho_{min}}\right) v. \quad (3)$$

Здесь  $mv_{eff}^2$  — эффективная температура ларморовских кружков;  $\rho_{min} = Ze^2/mv^2$ ;  $\rho_{max} = v/\omega_e$ ;  $\omega_e$  — частота плазменных колебаний электронов. Аргумент логарифма выбран так, чтобы позволять использование выражения (3) в нелогарифмической области параметров. Так, при малых скоростях ионов ( $\rho_{min} \gg \rho_{max} \gg \rho_L$ ),  $Z = 1$  и для электронного газа с нулевой температурой ( $v_{eff} = 0$ ) сила трения принимает вид

$$F = -\frac{e^2 n_e^{2/3}}{c\sqrt{\pi n_e^{1/3} r_e}} v = -mv \frac{\omega_e}{\pi},$$

что близко к результатам измерений на установке МОСОЛ [12]. В области параметров  $\rho_L \gg \rho_{max} \gg \rho_{min}$  из выражения (3) получаем  $F \propto \ln(1 + \rho_{max}/\rho_L) \sim 1/v_p v_L$ . Такие зависимости силы трения от скоростей протонов и ларморовских скоростей ионов качественно совпадают с наблюдавшимися в измерениях на НАП-М.

## 2. Сверххолодные пучки ионов

Быстрое электронное охлаждение позволяет получать и изучать в накопителях пучки ионов с предельно малыми поперечными и продольными температурами. Энергии взаимодействия ионов в таких пучках могут существенно превышать температуры. Поэтому в отличие от пучков в обычных накопителях свойства сверххолодных пучков оказываются более близкими к свойствам конденсированных сред (жидкостей, или кристаллов). Так, в измерениях продольной температуры охлажденного пучка малой интенсивности на НАП-М [11] и ESR [18] наблюдалось подавление взаимного рассеяния частиц. При этом продольная температура пучка сохраняла постоянную величину до тех пор, пока ток пучка не превышал некоторого порогового значения. Из-за дальнего действия кулоновского взаимодействия частиц такое подавление возможно лишь в тех случаях, когда взаимное продольное расположение частиц в пучке сильно коррелировано.

Из-за малой величины продольной температуры ее измерение оказалось весьма чувствительно к взаимодействию ионов. В частности, оказалось, что использование для этой цели, например метода измерения спектров шума линейной плотности пучка, требует учета взаимной

экранировки полей ионов, приводящей к подавлению этих шумов. При этом формы спектров также существенно искажались. В измерениях на НАП-М это выразилось в появлении в ходе охлаждения в спектре шума интенсивного пучка двух пиков, сдвинутых относительно гармоник частоты обращения протонов на величину когерентного сдвига частоты. Ширина этих пиков определялась декрементами затухания (быстрой и медленной) волн. В условиях НАП-М формы линии быстрой и медленной волн примерно совпадали. По этой причине и в соответствии с флуктуационно-диссипативной теоремой продольная температура ионов определялась интегралом по спектру (мощностью шума) пучка вблизи заданной гармоники частоты обращения [19]. В настоящее время, регистрация таких искажений спектра шума пучка стала одним из обязательных признаков, указывающих на достаточно сильное охлаждение разброса энергий.

Другим необычным явлением, специфичным для столь холодных пучков, оказалось вымораживание затухания Ландау низких гармоник линейной плотности несгруппированного пучка быстрым охлаждением. В нормальном пучке такие гармоники затухают из-за кинематического расхождения фаз частиц. Если же разбросы импульсов частиц затухают быстрее разбросов частот обращения, то гармоники линейной плотности пучка затухают гораздо медленнее за счет диффузного расхождения фаз частиц [20]. Вместе с тем быстрое продольное трение существенно расширяет диаграммы устойчивости продольных колебаний несгруппированного пучка низких гармоник, которые, начиная с порога неустойчивости отрицательной массы, принимают параболическую форму. Если  $\lambda$  — декремент охлаждения, а  $\delta\omega$  — разброс частот обращения в пучке, то для гармоник  $n \gg \lambda/\delta\omega \gg 1$  диаграммы устойчивости имеют тот же вид, что и в неохлаждаемых пучках.

### 3. Неустойчивости

Сильное уменьшение эмиттансов и энергетического разброса заметно ухудшает устойчивость охлаждаемых пучков. Первые указания на зависимость параметров пучка в накопителе с электронным охлаждением от его тока были видны уже в измерениях на НАП-М. Так, при охлаждении пучка на энергии 1.5 МэВ достижимый поперечный размер пучка ограничивался пределом по пространственному заряду [21]. Хотя на этой установке и наблюдалось спонтанное возбуждение когерентных колебаний, оно не ограничивало достижимые параметры пучков.

Как уже упоминалось, серьезные ограничения тока пучка в установках с электронным охлаждением стали наблюдаться при накоплении (на установках ICE и Testring [6]). Позже сходные явления были обнаружены на накопителе CELSIUS (UPPSALA, Швеция). В этой установке перезарядкой ионов  $H_2^+$  накапливались протоны энергии 48 МэВ. После заполнения апертуры практически до предела по пространственному заряду число накопленных частиц достигало  $4 \cdot 10^{11}$  (ток пучка 70 мА). Включение охлаждающего электронного пучка приводило к сильным потерям протонов (оставшийся ток составлял менее 0.1 мА). Потери ионов наблюдались и при сильном разведении средних скоростей пучков. Авторы работы [22] назвали это явление "электронным нагревом". Аналогичные явления наблюдались и на других установ-

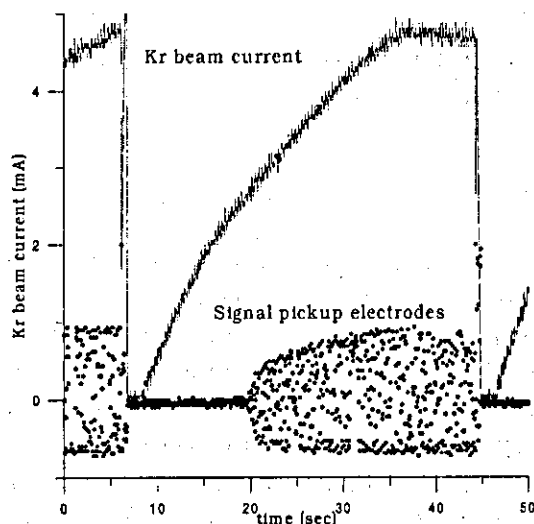


Рис. 2: Сигнал ионного тока и сигнал с пикап-электрода при накоплении ионного пучка на установке SIS (Дармштадт, ФРГ). Энергия ионов 11 МэВ/н, ток электронов 0.5 А.

ках (например, COSY [23]). На установке LEAR удавалось на несколько порядков увеличить интенсивность протонного пучка с использованием для подавления поперечных когерентных колебаний широкополосной системы обратных связей [24].

В 1998 г. на синхротроне SIS (GSI, Дармштадт) [25] заработала сконструированная и построенная в ИЯФ СО РАН установка электронного охлаждения для накопления на энергии инжекции высокозарядных ионов. Электронное охлаждение позволяет в 20–50 раз увеличить интенсивность пучка в SIS (рис. 2). Однако при токе несколько мА в ионном пучке развиваются колебания, которые и ограничивают интенсивность накопленного пучка.

Одна из попыток объяснения “электронного нагрева” [26] основана на возможной аналогии этого явления с уменьшением темпа накопления из-за развития в пучке неустойчивых когерентных колебаний. В накопителе с электронным охлаждением одной из причин неустойчивости может быть взаимодействие электронного и ионного пучков. Охлаждающий электронный пучок представляет собой широкополосную, диссипативную среду, взаимодействие с которой вызывает неустойчивость заметного количества коллективных мод монохроматического, негруппированного пучка ионов. При достаточно сильном магнитном поле на участке охлаждения когерентные колебания сгустка ионов будут неустойчивы, если разница средних скоростей электронного и ионного пучков существенно превышает  $v_0 a / l$  ( $v_0$  — средняя скорость частиц,  $a$  — радиус пучка ионов) [27]. При совпадении средних скоростей такое взаимодействие приводит к демпфированию поперечных колебаний сгруппированного пучка ионов. Однако, как показано в [16], если набег фазы колебаний электронов в поле ионного пучка превышает  $2\pi$ , то дипольные когерентные колебания ионов могут стать неустойчивыми и при совпадении средних скоростей пучков. Для нерелятивистских частиц эта область параметров недалеко от предела по пространственному заряду ионного пучка и по обеим причинам может оказаться опасной. Полной картины электронного охлаждения интенсивного ионного пучка до сих пор нет, и эта проблема нуждается как в теоретическом, так и в экспериментальном исследовании. Для новых проектов использования электронного охлаждения для обеспечения высокой светимости ионных коллайдеров эта проблема может существенно повлиять на выбор параметров охлаждающих систем.

#### 4. Проекты новых установок с электронным охлаждением

Успешный запуск электронного охладителя на тяжелоионном синхротроне SIS, позволивший увеличить ионные токи в десятки раз, стимулировал широкое использование электронных охладителей на новых тяжелоионных комплексах CSR (Китай) и RIKEN (Япония). Например, в RIKEN планируется иметь 3 электронных охладителя. Развитие LHC (CERN) как ионного коллайдера потребовало создания накопителя с электронным охлаждением для формирования сгустков ионов свинца с необходимыми параметрами.

Проект FNAL использования электронного охлаждения для вторичного охлаждения антипротонов (после рабочего цикла) позволит заметно увеличить светимость протон-антипротонного коллайдера. Для этого планируется использовать электронный ток порядка 1 А и энергией 5 МэВ [28]. Недавно завершённые во FNAL эксперименты с рекуперацией электронного тока 0,7 А в электростатическом ускорителе ПЕЛЕТРОН на энергии 1,5 МэВ показали принципиальную возможность получения необходимых параметров электронного пучка.

Ионные коллайдеры с высокой светимостью для изучения физики высоких энергий (например, HERA или RHIC) потребуют перехода до энергий 50–200 МэВ. В этом случае может оказаться разумным ускорение электронов в линаках [29]. Концептуальные проекты таких охладителей сейчас активно развиваются и, возможно, в ближайшем будущем могут существенно изменить параметры таких коллайдеров.

## Заключение

Метод электронного охлаждения стал надежным и широко используемым инструментом для накопления тяжелых заряженных частиц. Хотя поле для исследований все еще широко, к настоящему времени накоплен большой опыт создания установок для электронного охлаждения частиц средних энергий (до 1 ГэВ/н), обеспечивающих высокую степень рекуперации энергии электронов и оптические свойства электронного тракта, адекватные получению быстрого электронного охлаждения. Достигнуто существенное понимание особенностей физики электронного охлаждения в накопителях.

Получили существенное развитие и продолжаются работы по созданию установок электронного охлаждения в области высоких энергий (см., например, труды Рабочего совещания ЕСООЛ'99). По-видимому, существенное продвижение по энергии охлаждаемых частиц можно ожидать в установках с ускорением электронов в линейном ускорителе. Хотя эти работы только начаты, их успешное развитие позволило бы использовать метод электронного охлаждения и для повышения светимости и времени жизни светимости в ионных коллайдерах (см., например, [13] или [30]).

Мы благодарны за многолетнее сотрудничество и обсуждение проблем электронного охлаждения Н.С. Диканскому, В.И. Куделайнену, И.Н. Мешкову, Р.А. Салимову, А.Н. Скринскому, Б.М. Смирнову, Б.Н. Сухине и другим сотрудникам ИЯФ им. Г.И. Будкера.

## Список литературы

- [1] Будкер Г.И. АЭ. 1967, т. 22, с. 346.
- [2] Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ-255, Новосибирск, 1968; Part. Accel., 8, р. 1, 1977.
- [3] VAPP-NAP Group. In: Proceedings of the 8th Intern. Conf. on High Energy Accel., CERN, р. 72, 1971.
- [4] Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Салимов Р.А. ЖТФ. 1971, т. 41, в. 11 с. 2294.
- [5] Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И. и др. — Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, Наука, 1975, 309; те же авторы Part. Accel. 7, р. 197, 1976.
- [6] Poth H. In: Proceedings of the Workshop on Electron Cooling and Related Applikations, KfK 3846, р. 45, Karlsruhe, 1984.
- [7] Martin S., *ibid*, р. 123, 1984
- [8] Будкер Г.И., Булушев А.Ф., Диканский Н.С. и др. — Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, Москва, Наука, 1977, с. 236.
- [9] Будкер Г.И., Булушев А.Ф., Дербенев Я.С. и др. — Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. 1, с. 498-509, Серпухов, 1977.
- [10] Дербенев Я.С., Скринский А.Н. — Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. 1, с. 516-522, Серпухов, 1977; Derbenev Ya.S., Skrinsky A.N., Sov.Phys.Usp. v. 21, р. 277, 1978.
- [11] Дементьев Е.Н., Диканский Н.С., Медведко А.С. и др. ЖТФ, 50, стр. 1717, 1980.

- [12] Dikansky N.S., Kot N.K., Kudelainen V.I. et al. In: Proceedings of the EPAC, Rome, 1988, v. 1, p. 529; те же авторы. Препринт ИЯФ 87-102, 1987.
- [13] Dikansky N.S., Didenko A.A., Eidelman Yu.I. et al. GSI Report 97-07, Darmstadt, 1997.
- [14] Диканский Н.С., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. — Труды VI Всес. сов. по уск. зар. част., т. I, с. 107, Дубна, 1979.
- [15] Pestrikov D.V. Nucl. Instr. and Meth. A 412, p. 288, 1998.
- [16] Пархомчук В.В., Скринский А.Н. УФН, т. 170, с. 473, 2000.
- [17] Danared H. In: Proceedings of EPAC2000, Viena, p. 1238, 2000.
- [18] Steck M., Beckert K., Eickhoff H. et al. Phys. Rev. Letters, v.77, № 18, pp. 3803, 1996.
- [19] Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. ЖТФ, т. 50, с. 1411, 1981.
- [20] Диканский Н.С., Пестриков Д.В. — Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям т. 1, с. 111, Дубна, 1979.
- [21] Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И. и др. Там же, т. 1, с. 99, Дубна, 1979.
- [22] Reistad D., Hermansson L., Bergmark T. et al. CERN 94-03, p. 183, 1994.
- [23] J.Stein, R.Maier, S.Martin, et al. In: Proceedings of the Workshop on Medium Energy Electron Cooling, Dubna, Sept. 15, 1998.
- [24] Bosser J., Carli C., Chanel M. et al. Nucl. Instr. and Meth., A 441, p. 1, 2000.
- [25] Steck M., Blashe K., Eickhoff H. et al. In: Proceedings of EPAC98, p. 550, Stockholm, 1998.
- [26] Parkomchuk V., Hermanson L., Reistad D. ICFA Beam Dynamics Newsletter, 21, April 2000, p. 106., 2000.
- [27] Пестриков Д.В. Канд. диссертация, Новосибирск, 1975; Диканский Н.С., Пестриков Д.В. — Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 2, с. 28, Москва, Наука, 1977.
- [28] Nagaitsev S., Burov A., Crawford A.C. et al. Nucl. Instr. and Meth. A 441, p. 241, 2000.
- [29] Dikansky N.S., Parkhomchuk V.V., Petrov V.M. et al. In: Proceedings of PAC 1997, p. 1795, Vancouver, 1997.
- [30] Skrinisky A.N. Nucl. Instr. and Meth. A 441, p. 286, 2000.