

можно расположить в ряд



Природа анионов мало влияет на процесс извлечения ПАВ. Исследованные анионы уменьшают извлечение изотопов вследствие образования комплексов с изотопами согласно ряду



В присутствии соли изменение величины рН мало влияет на извлечение ПАВ в пенный продукт. В этом случае количество воды, уносимой с пеной, составляет менее 1% объема продуваемого раствора в широком диапазоне рН.

Вынос изотопов при различных реакциях среды определяется их состоянием в растворе. На рис. 4 приведены данные по извлечению Ce^{144} и Y^{91} с додецилсульфатом натрия в присутствии 4,5 г/л NaNO_3 . Как видно из этого рисунка, характер кривых аналогичен для Ce^{144} и Y^{91} . Уменьшение извлечения изотопов в кислой среде объясняется конкурентным влиянием H^+ -ионов; снижение извлечения при $\text{pH} > 5$ происходит вследствие образования радиоколлоидов. В данных условиях степень извлечения изотопов достигает

$99 \pm 0,2\%$, а при уменьшении концентрации соли $\sim 100\%$.

Поступило в Редакцию 9/VII 1971 г.
В окончательной редакции 2/XII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Лукиных и др. Влияние синтетических ПАВ на очистку сточных вод. М., Изд. АНХ РСФСР, 1956.
2. Д. И. Трофимов, З. А. Зверькова. Сборник докладов конференции специалистов стран — членов СЭВ по проблеме обезвреживания радиоактивных отходов (ЧССР, г. Брно, 22—27 июня 1964 г.). М., СЭВ, 1965.
3. Е. А. Можаяев и др. «Научные тр. АНХ». Вып. 63, 89 (1970).
4. В. В. Пушкарев, Ю. В. Егоров, Б. Н. Хрусталева. Осветление и дезактивация сточных вод пенной флотацией. М., Атомиздат, 1969.
5. В. В. Пушкарев, Л. Д. Скрылев, В. Ф. Багратов. «Ж. прикл. химии», 33, 59 (1960).
6. К. Шинода и др. Коллоидные поверхностно-активные вещества. М., «Мир», 1966.

Расчет фазовой фокусировки интенсивных сгустков заряженных частиц в ускорителях прямого действия

М. И. АВРАМЕНКО, В. С. КУЗНЕЦОВ, Н. П. КУЗНЕЦОВА, М. А. НИКОЛЬСКИЙ, Р. П. ФИДЕЛЬСКАЯ УДК 533.922

В связи с развитием работ по спектрометрии быстрых нейтронов все большее значение приобретает вопрос об осуществлении наносекундных импульсных режимов на низковольтных нейтронных генераторах, электростатических генераторах и других ускорителях, относящихся к разряду так называемых ускорителей прямого действия [1]. На рис. 1, а показана наиболее распространенная схема такого рода ускорителей. В этом случае ионный пучок на входе из фокусирующей системы ионного источника прерывается и полученные исходные сгустки длительностью порядка 20—30 нсек за счет скоростной модуляции, осуществляемой в группирователе, значительно сокращаются по длительности при пролете остальной части тракта ускорителя, т. е. происходит фазовая фокусировка сгустка.

При исследовании динамики частиц в таких ускорителях необходимо учитывать как кулоновское взаимодействие частиц в сгустке, так и разброс частиц по скорости. Такая задача в полном объеме чрезвычайно сложна для решения, так как движение частиц должно рассматриваться в шестимерном пространстве координат и скоростей. Для упрощения задачи предположим, что продольное движение частиц сгустка не зависит от их радиальных координат, а радиальное движение частиц — от аксиальных. Также в целях простоты примем, что распределение плотности частиц в поперечном фазовом пространстве микроканоническое и в данный момент времени одинаково для любого сечения сгустка $z = \text{const}$. Эти допущения позволяют свести шестимерную задачу о фазовой фокусировке сгустка к двумерной задаче относительно продольных координат и скоростей частиц.

В работе [2] было найдено стационарное решение упомянутой задачи. Мы рассмотрим нестационарный случай и не будем налагать никаких ограничений на функцию распределения плотности частиц в продольном фазовом пространстве. В этом случае распределение части сгустка по продольным координатам z и скоростям w определяется следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + w \frac{\partial f}{\partial z} + w \frac{\partial f}{\partial w} = \frac{df}{dt} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dz}{dt} = w, \quad (2)$$

$$\frac{dw}{dt} = kF[z, R(t), t] + \frac{e}{m} \cdot \frac{dV(z)}{dz}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2R}{dt^2} = \frac{k\rho_0^* l_0}{Rl(t)} + \frac{\Phi^2}{R^3} + \frac{e}{m} \cdot \frac{d^2V(z)}{dz^2} R(t), \quad (4)$$

$$F[z, R(t), t] = \frac{1}{R^2(t)} \left[\int_{z_{\text{мин}}}^{z_{\text{макс}}} \frac{\rho^*(\eta)(\eta-z) dz}{\sqrt{R^2(t) + (\eta-z)^2}} + \int_{z_{\text{мин}}}^z \rho^*(\eta) d\eta - \int_z^{z_{\text{макс}}} \rho^*(\eta) d\eta \right], \quad (5)$$

$$\rho^*(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(z, w, t) dw, \quad (6)$$

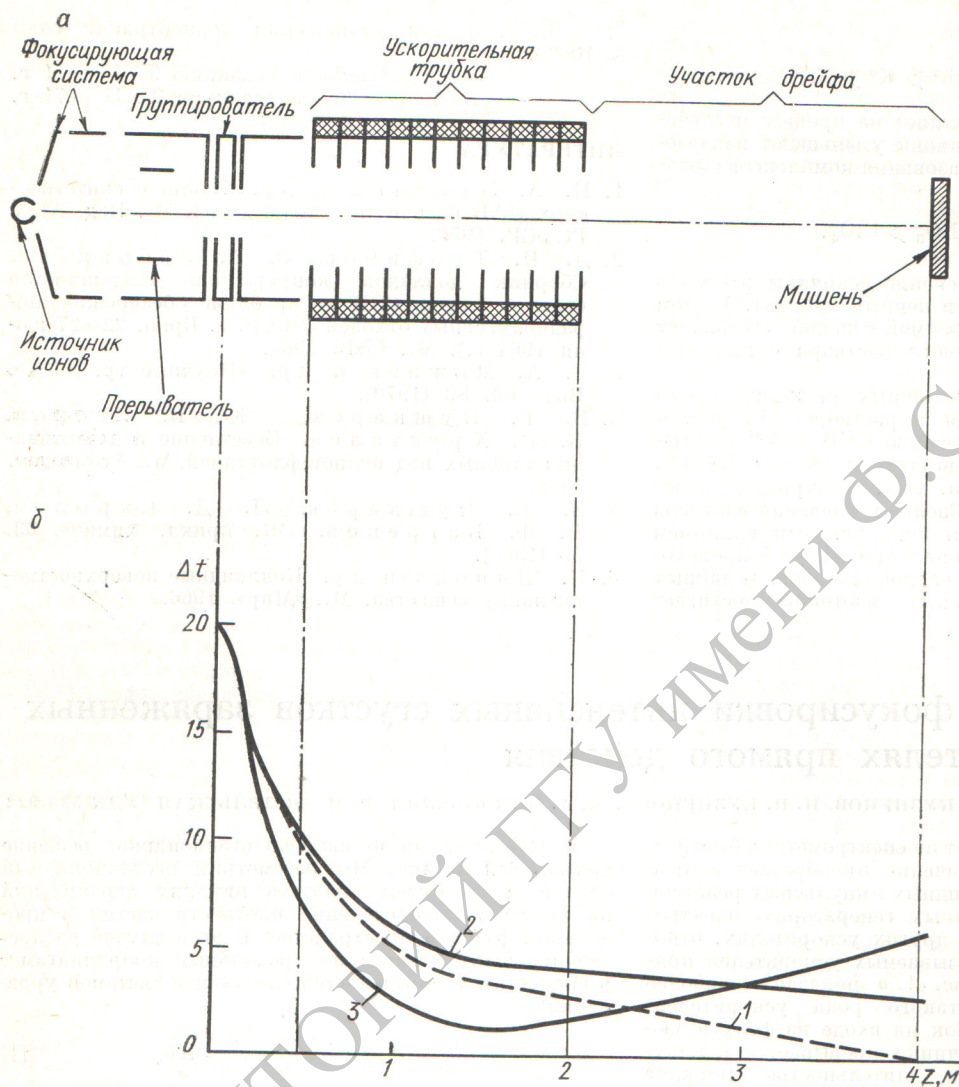


Рис. 1 Схема ионнооптического тракта ускорителя прямого действия (а) и зависимость длительности сгустка Δt от z (б).

1 — при амплитуде модулирующего сигнала $\Delta U = 10$ кэВ, токе $I = 0$; 2 — при $\Delta U = 10$ кэВ, $I = 1$ ма; 3 — при $\Delta U = 13$ кэВ, $I = 1$ ма.

где $f(z, w, t)$ — плотность частиц в продольном фазовом пространстве; kF — сила продольного кулоновского расталкивания, вычисленная при аппроксимации сгустка цилиндром радиуса R и длиной l ; Φ — поперечный двумерный фазовый объем сгустка; $U(z)$ — распределение потенциала на оси ионнооптической системы ускорителя; $k = \frac{l}{2\pi e m}$; e, m — заряд и масса частицы;

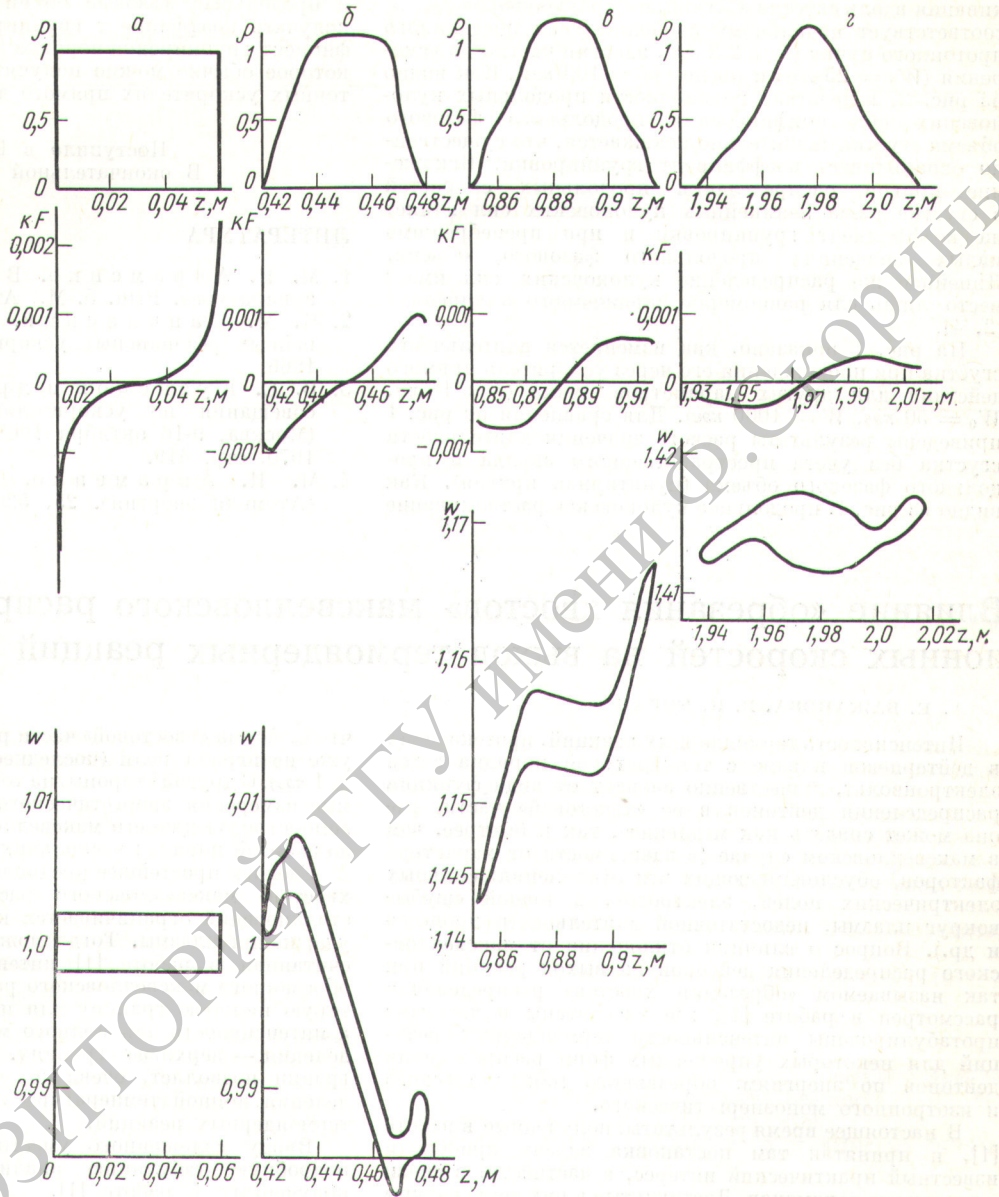
ϵ — диэлектрическая постоянная. Влияние металлических стенок канала транспортировки не учитывается.

В уравнение аксиального движения частиц выражение (3) входит как параметр $R(t)$ — радиус сгустка. В уравнение (4), определяющее зависимость $R(t)$, в качестве параметра входит функция $l(t)$ — длина сгустка. Уравнение для $R(t)$ усреднено по длине

сгустка. Функция $l(t)$ определяется как разность между аксиальными координатами самых крайних частиц сгустка z_{\max} и z_{\min} . Уравнение (1) имеет решение

$$f(z, w, t) = f_0[z_0(z, w, t), w_0(z, w, t)], \quad (7)$$

где $z_0(z, w, t), w_0(z, w, t)$ — интегралы уравнений движения (2), (3). Соотношение (7) служит для пересчета на каждом шаге численного интегрирования системы уравнений (1) — (6) функций $f(z, w, t), \rho^*(z, t)$ и $F[z, R(t), t]$ по известному распределению $f(z, w, t)$ для предыдущего шага. Следует отметить, что, применяя данный метод расчета, мы не учитываем траектории отдельных частиц, которые используются лишь для пересчета изменяющегося от шага к шагу распределения $f(z, w, t)$. Как указывалось в работе



Р и с. 2. Линейная плотность заряда $\rho(z) = \frac{1}{\pi R^2} \rho^*(z)$, сила продольного кулоновского расталкивания kF и продольный фазовый объем $w(z)$ в исходном сечении (а), после группирователя (б), на выходе ускорительной трубки (в) и на выходе ускорителя (г).

[3], существенное преимущество такого метода расчета заключается в том, что точки фазового пространства, в которых рассчитываются f , можно выбирать такими, чтобы обеспечить максимальную точность расчета при данном числе рассчитываемых траекторий. При исследовании продольного движения частиц это очень важно, так как конфигурация продольного фазового объема, как правило, значительно искажается.

Изложенный метод расчета использовался для исследования особенностей формирования интенсивных сгустков наносекундной длительности в ускорителях прямого действия.

На рис. 2 показано последовательное изменение при прохождении через ускоритель конфигурации продольного фазового объема, распределения линейной плотности заряда и силы продольного кулоновского растал-

квивания вдоль сгустка. Случай, изображенный на рис. 2, соответствует начальному значению тока постоянного протонного пучка ($I = 2,2 \text{ ма}$), энергии частиц до ускорения ($W_0 = 25 \text{ кэв}$) и после ($W = 100 \text{ кэв}$). Как видно из рис. 2, вследствие нелинейности продольных кулоновских сил конфигурация продольного фазового объема сгустка значительно искажается, что существенно ограничивает коэффициент группировки. Искажение кривой распределения продольных скоростей в сгустке из-за нелинейных кулоновских сил влияет на коэффициент группировки и при пренебрежимо малых значениях продольного фазового объема. Линейное же распределение кулоновских сил имеет место лишь для равномерно заряженного эллипсоида [2, 4].

На рис. 1 показано, как изменяется длительность сгустка при прохождении его через ускоритель прямого действия для других параметров пучка ($I = 1 \text{ ма}$, $W_0 = 50 \text{ кэв}$, $W = 1000 \text{ кэв}$). Для сравнения на рис. 1 приведены результаты расчета значения длительности сгустка без учета пространственного заряда и продольного фазового объема (пунктирная кривая). Как видно из рис. 1, продольное кулоновское расталкивание

и продольный фазовый объем сгустка не позволяют получать коэффициент группировки больше 13. Коэффициент группировки порядка 10 — реальное значение, которое обычно можно получить в сильноточных протонных ускорителях прямого действия [1].

Поступило в Редакцию 26/X 1970 г.
В окончательной редакции 18/X 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Авраменко. В сб. «Электрофизическая аппаратура». Вып. 5. М., Атомиздат, 1966, стр. 83.
2. И. М. Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
3. В. С. Кузнецов и др. Труды I Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 9-16 октября 1968 г.). Т. II. ВИНТИ, 1970, стр. 419.
4. М. И. Авраменко, В. С. Кузнецов. «Атомная энергия». 25, 520 (1968).

Влияние «обрезания хвостов» максвелловского распределения ионных скоростей на выход термоядерных реакций в плазме

А. Е. БАЖАНОВА, В. И. КОГАН

УДК 533.92

Интенсивность термоядерных реакций, протекающих в дейтериевой плазме с температурой порядка сотен электронвольт, существенно зависит от вида функции распределения дейтронов в ее «хвостовой» части, где она может спадать как медленнее, так и быстрее, чем в максвелловском случае (в зависимости от характера факторов, обуславливающих эти отклонения: сильных электрических полей, электродов, холодной «шубы» вокруг плазмы, недостаточной длительности процесса и др.). Вопрос о влиянии отклонения от максвелловского распределения дейтронов на выход реакций при так называемом «обрезании хвостов» распределения рассмотрен в работе [1], где рассчитаны и частично протабулированы интенсивности термоядерных реакций для некоторых упрощенных форм распределения дейтронов по энергиям: обрезанного максвелловского и изотропного моноэнергетического.

В настоящее время результаты, полученные в работе [1], и принятая там постановка задачи приобрели известный практический интерес, в частности, в связи с развитием токамаков. Достигнутые в них температуры ионов уже обеспечивают наблюдаемый выход термоядерных реакций, но вместе с тем еще недостаточно высоки,

чтобы форма «хвостовой» части распределения скоростей уже не играла роли (последнее имеет место при $T \gg 1 \text{ кэв}$). С другой стороны, на токамаках проведены прямые измерения энергетического распределения ионов, демонстрирующие его максвелловский характер вплоть до энергий порядка нескольких килоэлектронвольт [2].

Сделаем простейшее предположение, что «отрастание хвостов» максвелловского распределения вследствие столкновений ограничивается конечной длительностью удержания плазмы. Тогда можно заключить, что рассчитанная в работе [1] интенсивность реакций для обрезанного максвелловского распределения дает некоторую нижнюю границу для истинной интенсивности, а интенсивность для полного максвелловского распределения — верхнюю границу. Сравнение этих двух границ позволяет, очевидно, оценить точность определения ионной температуры по измеряемому выходу термоядерных реакций.

Ввиду изложенного уместно провести достаточно подробную табуляцию аналитических результатов, полученных в работе [1].

Рассмотрим два распределения дейтронов по энергиям ϵ (в лабораторной системе), соответствующие

Сравнение параметров распределения (1) и максвелловского распределения

Таблица 1

$\epsilon_0/\bar{\epsilon}$	2,0	2,25	2,5	2,75	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5
θ/T	2,14	1,54	1,32	1,20	1,13	1,06	1,03	1,02	1,01	1,005	1,003	1,001
ϵ_0/θ	1,41	2,19	2,85	3,44	3,97	4,93	5,81	6,64	7,43	8,21	8,98	9,74