

щего вещества. Как было показано в работе [4], уже для торможения осколков в азоте теория Линдхарда и др. описывает экспериментальные данные лучше, чем теория Бора. Поэтому первая и была принята для проверки в настоящей работе. Согласно этой теории, пробег осколка связан с его энергией соотношением

$$\varepsilon = \left[\frac{k}{2} \rho(\varepsilon) + \frac{k}{2} \Delta(k, \varepsilon) \right]^2,$$

где ε и ρ — безразмерные значения энергии и пробега, отличающиеся от обычных коэффициентами, зависящими от атомного веса, заряда осколка и атомов тормозящей среды. В этом выражении первый член соответствует потерям энергии в неупругих электронных столкновениях, а второй — в упругих ядерных столкновениях. Параметр k , характеризующий скорость изменения удельных потерь в зависимости от энергии ($k = \frac{d\varepsilon}{d\rho} \varepsilon^{-1/2}$), определяется теорией весьма приближенно, поэтому в наших расчетах его значение было выбрано таким, чтобы вычисленный пробег для принятой начальной энергии легкого и тяжелого осколков совпал с экспериментальным. К сожалению, прямых опытных данных по пробегам осколков в воздухе для U^{235} не существует. Поэтому пробеги для осколков деления U^{235} определяли из экспериментальных значений пробегов для осколков той же массы при делении Pu^{239}

[14] по соотношению $R_U = R_{Pu} \left(\frac{E_U}{E_{Pu}} \right)^{1/2}$ со значениями энергии E_U и E_{Pu} , найденными в работе [15]. Для средних легких и средних тяжелых осколков были получены пробеги 23,8 и 18,2 мм, которые использовались в настоящей работе. Были вычислены также величины пробегов (осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами) в воздухе по данным для алюминия [16] на основании соотношения

между пробегами осколков в алюминии и в воздухе, установленного в работе [17]. Эти результаты совпали с принятыми здесь в пределах 1—3%.

Рассчитанные таким образом кривые приведены на рис. 3. Сравнение с опытными данными показывает, что и в полуэмпирической форме теория пока не в состоянии описать потери энергии осколков с точностью, лучшей 20%.

Работа выполнена на реакторе ФТИАН СССР.

Поступила в Редакцию 3/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Axtmann, D. Kedem. Nucl. Instrum. and Methods, 32, 70 (1965).
2. H. Schmitt et al. Proc. of the Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Salzburg, 1, 531 (1965).
3. V. Forgue, S. Kahn. Nucl. Instrum. and Methods, 48, 93 (1967).
4. P. Mulas, R. Axtmann. Phys. Rev., 146, 296 (1966).
5. M. Moore, L. Miller. Phys. Rev., 157, 1049 (1967).
6. C. Fulmer. Phys. Rev., 108, 1113 (1957).
7. C. Fulmer. Phys. Rev., 139, B54 (1965).
8. H. Schmitt, F. Pleasonton. Nucl. Instrum. and Methods, 40, 204 (1966).
9. Ф. Насыров и др. «Атомная энергия», 19, 244 (1965).
10. F. Bridwell, C. Moak. Phys. Rev., 156, 242 (1967).
11. H. Schmitt, J. Neiler, F. Walter. Phys. Rev., 141, 1146 (1966).
12. N. Bohr. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 18, No. 8 (1948).
13. J. Lindhard, M. Scharff, H. Schitt. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 33, No. 14 (1963).
14. S. Katcoff, J. Miskel, C. Stanley. Phys. Rev., 74, 631 (1948).
15. J. Milton, J. Fraser. Canad. J. Phys., 40, 1626 (1962).
16. N. Aras, M. Menon, G. Gordon. Nucl. Phys., 69, 337 (1965).
17. H. Münzel, M. Hollstein, T. Ishimori. Proc. of the Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Salzburg, 1, 573 (1965).

Раздельное определение доз быстрых нейтронов и γ -излучения при помощи полимерных пленок

Я. И. ЛАВРЕНТОВИЧ, Г. С. ЯКИМЕНКО, А. Б. ЗВЕРЕВ, А. М. КАБАКЧИ

УДК 541.15

В реальных условиях потоки нейтронов с различными энергиями всегда сопровождаются интенсивным γ -излучением. Измерение поглощенных доз каждого из этих видов излучения при их одновременном воздействии имеет

важное значение и особенно актуально для радиационной химии, где облучению обычно подвергаются водородсодержащие среды, в которых вклад нейтронов в общую дозу может достигать значительной величины.

Применение известных химических методов для раздельного определения доз γ -квантов

* С поправкой на различие зарядов +0,3%.

и нейтронов связано с серьезными трудностями [1—4]. Эта задача может довольно просто решаться с помощью пленок из полимерных материалов, содержащих различное количество атомов водорода, при условии, что выходы продуктов радиолитического распада, концентрация которых может быть измерена доступными методами, не зависят от изменений величины линейной потери энергии (ЛПЭ) в широких пределах.

Цель настоящей работы — выяснить возможность применения пленок из полиэтилена и диацетата целлюлозы для раздельного определения доз γ -квантов и нейтронов с различной энергией. Для этого необходимо установить характер зависимости выходов некоторых продуктов радиолитического распада в системах от величины ЛПЭ.

Методика эксперимента. В качестве объектов исследования использовали тонкие (0,19 мм) пленки из полиэтилена высокого давления марки П2020-Т (молекулярный вес 33 600) заводского изготовления и непластифицированного диацетата целлюлозы (молекулярный вес 76 030) толщиной 0,13 мм.

Образцы подвергали действию γ -излучения Co^{60} , дейтронов с энергией 14 Мэв, α -частиц с энергией 28 Мэв и γ -нейтронного излучения реактора. Применяемые виды излучений позволяли изменять величину ЛПЭ от 0,2 до 50 кэв/мк.

При γ -облучении образцы для обеспечения электронного равновесия помещали между пластинами из исследуемого материала толщиной 4 мм. При облучении тяжелыми заряженными частицами пакеты пленок закрепляли на гранях шестигранной призмы, размещенной в канале циклотрона на выходе в мишенную камеру. Толщина пакетов была больше пробега частиц в исследуемой среде.

Поглощенную дозу γ -излучения в месте установки образцов измеряли ферросульфатным методом, дозу дейтронов и α -частиц рассчитывали на основании данных о потоках частиц и потерях их энергии в исследуемой среде. Для определения потока частиц измеряли ток пучка, падающего на образцы, при помощи гальванометра М195/3 и усилителя постоянного тока У1-2. Величина тока, обычно не превышавшая 0,01 мкА, оставалась постоянной при максимальной длительности облучения. Потери энергии заряженных частиц в облучаемых средах рассчитывали по уравнению Бете — Блоха с применением правила Брэгга [5].

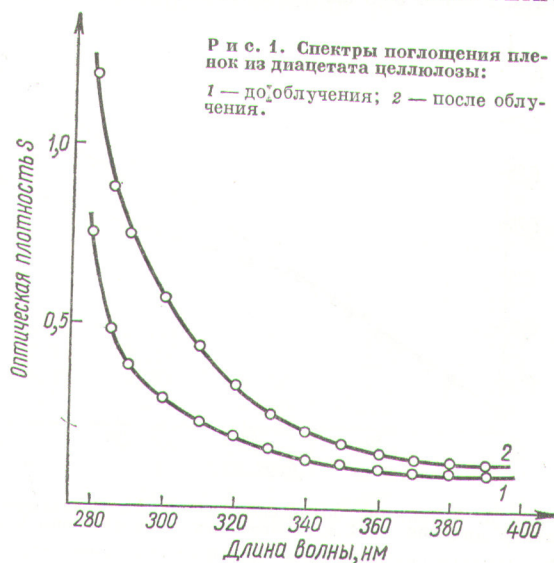
Облучение образцов проводили в вакууме порядка 10^{-3} — 10^{-4} мм рт. ст. при различных температурах и мощностях доз и на воз-

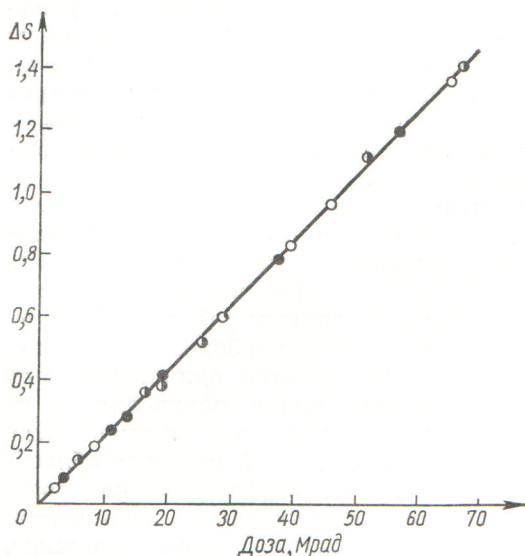
ду. Степень радиационнохимических превращений полиэтилена определяли по изменению его оптических свойств в инфракрасной области при помощи инфракрасных спектрометров ИКС-12 и UR-10, а диацетата целлюлозы — в ультрафиолетовой области при помощи спектрофотометра СФ-4.

Полученные данные и их обсуждение. Установлено, что облучение вызывает существенное увеличение оптической плотности диацетата целлюлозы в ультрафиолетовой области (рис. 1), которое, по данным работ [6, 7], обусловлено возникновением карбонильных групп. Характер спектров остается одинаковым при действии различных видов излучения и не имеет ярко выраженных максимумов. Для дозиметрии наиболее удобной является область вблизи 320 нм, где оптическая плотность после облучения сравнительно небольшими дозами достигает значительной величины, а недостаточно точная установка длины волны на спектрофотометре СФ-4 не может повлиять на результаты измерений.

Проведенные опыты показали, что оптическая плотность облученных пленок линейно зависит от величины поглощенной дозы в диапазоне 2—80 Мрад (рис. 2) и по данным пяти параллельных серий опытов характеризуется хорошей воспроизводимостью ($\pm 2\%$). Видно также, что γ -излучение Co^{60} , дейтроны с энергиями 14 Мэв и α -частицы с энергиями 28 Мэв воздействуют на диацетат целлюлозы одинаковым образом.

Изменение мощности дозы от 200 рад/сек до 10 Мрад/сек не влияет на значение оптиче-



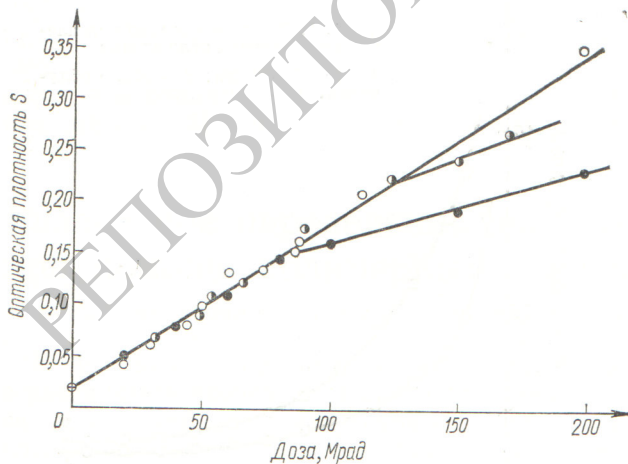


Р и с. 2. Изменение оптической плотности пленок из диацетата целлюлозы при 320 нм в зависимости от поглощенной дозы:

● — γ -излучения Co^{60} ; ◐ — дейтонов; ○ — α -частиц.

ской плотности пленок при определенной дозе. Пленки из диацетата целлюлозы устойчивы к действию дневного света, и их оптическая плотность не меняется в процессе хранения, однако оптическая плотность диацетата целлюлозы постепенно увеличивается при температурах выше 120° С.

В результате облучения полиэтиленовых пленок наблюдается увеличение их оптической плотности в инфракрасной области (при длине волны 966 см⁻¹), которое, согласно рабо-



Р и с. 3. Изменение оптической плотности полиэтиленовых пленок при 966 см⁻¹ в зависимости от поглощенной дозы:

● — γ -излучения Co^{60} ; ◐ — дейтонов; ○ — α -частиц.

те [8], обусловлено трансвиниленовыми двойными связями, образующимися при радиоллизе полиэтилена. Характер накопления этих связей в зависимости от поглощенной дозы показан на рис. 3. Видно, что в диапазоне $10 < D < 100$ Mrad скорость образования трансвиниленовых связей линейно зависит от дозы и не зависит от ЛПЭ. При $D > 100$ Mrad концентрация трансвиниленовых связей достигает насыщения и наблюдается влияние величины ЛПЭ. В этой области скорость образования двойных связей заметно уменьшается при γ -облучении и в меньшей степени — при воздействии дейтонов и α -частиц. Для пленок толщиной более 0,2 мм линейная зависимость скорости образования двойных связей нарушается при дозах, меньших 100 Mrad. Кислород воздуха влияет на химические процессы, происходящие при облучении. Так, при облучении на воздухе в течение 30 ч при мощности дозы 500 рад/сек оптическая плотность пленок оказалась на 20% ниже, чем при облучении в вакууме. Это, по-видимому, связано с образованием кислородных соединений по месту двойных связей. При хранении облученных пленок на воздухе их оптическая плотность медленно уменьшается. Мощность дозы и температура в широких пределах не влияют на изменение оптической плотности полиэтиленовых пленок.

Таким образом, при действии γ -излучения Co^{60} (ЛПЭ=0,2 кэв/мк), дейтонов (7,6—14,0 кэв/мк) и α -частиц (30—50 кэв/мк) выход продуктов радиоллиза диацетата целлюлозы, поглощающих свет при 320 нм, и трансвиниленовых двойных связей в полиэтилене практически одинаков для различных видов излучения. Известно, что величина ЛПЭ определенным образом характеризует структуру трека заряженных частиц. Полученные данные указывают на отсутствие влияния трековых эффектов на выходы указанных выше продуктов радиоллиза. По-видимому, в этих полимерах при облучении уже на физической стадии радиоллиза, когда только зарождаются треки, происходит образование возбужденных состояний, которые могут за очень короткое время (менее 10^{-12} сек) мигрировать из трека в объем. В объеме энергия возбуждения реализуется в химической реакции.

По своим дозиметрическим характеристикам (эффективному атомному номеру, электронной плотности, среднему потенциалу возбуждения) пленки очень близки ко многим средам, представляющим интерес для радиационной

Тормозные способности S полиэтилена и диацетата целлюлозы для электронов различных энергий

Таблица 1

$E, \text{Мэв}$	$S_{\text{п}}, \text{Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$	$S_{\text{д}}, \text{Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$	$S_{\text{п}}/S_{\text{д}}$
0,01	30,7	28,0	1,095
0,05	8,37	7,63	1,095
0,1	5,11	4,66	1,095
0,5	1,86	1,70	1,095
1,0	1,27	1,16	1,095

химии и радиобиологии [1]. Кроме того, пленки достаточно полно отвечают требованиям, которые предъявляются к системам, применяемым в химической дозиметрии. Пленки пригодны для измерения поглощенных доз тяжелых заряженных частиц и суммарной дозы γ -нейтронного излучения ядерного реактора. В интервале доз $2 \div 80 \text{ Mrad}$ можно применять пленки из диацетата целлюлозы, а в интервале $10 \div 100 \text{ Mrad}$ — пленки из полиэтилена. Применяя одновременно обе пленки, можно отдельно определить дозы быстрых нейтронов и γ -излучения при их совместном воздействии. В случае диацетата целлюлозы суммарная доза облучения равна

$$D^{\text{н}} = D_{\gamma}^{\text{н}} + D_{\text{н}}^{\text{н}}, \quad (1)$$

а в случае полиэтилена

$$D^{\text{п}} = D_{\gamma}^{\text{п}} + D_{\text{н}}^{\text{п}}. \quad (2)$$

Доза γ -излучения обусловлена действием вторичных электронов на среду. Проведенные расчеты показали, что тормозные способности

полиэтилена и диацетата целлюлозы для электронов очень мало отличаются друг от друга (табл. 1), а отношение тормозных способностей остается постоянным при изменении энергии электронов в широких пределах. Дозы γ -излучения и нейтронов в этих полимерах связаны между собой выражениями:

$$D_{\gamma}^{\text{п}} = \frac{S_{\text{п}}}{S_{\text{д}}} D_{\gamma}^{\text{д}}, \quad (3)$$

$$D_{\text{н}}^{\text{п}} = \frac{K_{\text{п}}}{K_{\text{д}}} D_{\text{н}}^{\text{д}}, \quad (4)$$

где $K_{\text{п}}$ и $K_{\text{д}}$ — керма в полиэтилене и диацетате целлюлозы для единичного потока нейтронов. В табл. 2 приведены значения керма по элементам для полиэтилена и диацетата целлюлозы, рассчитанные по формуле

$$K = E\sigma f\theta, \quad (5)$$

где E — энергия нейтрона, Мэв ; f — средняя доля энергии, теряемая нейтроном при столкновении; σ — поперечное сечение взаимодействия, см^2 ; θ — число атомов элемента в 1 г среды. Значения f и σ взяты по данным работы [9]. Из табл. 2 видно, что в применяемых средах протонами отдачи обусловлено более 90% дозы; на долю других ядер отдачи, например углерода и кислорода, приходится менее 10%. Отношение керма применяемых сред практически постоянно в широком диапазоне энергий нейтронов. Для расчетов было взято среднее значение этого отношения, равное 2,61.

Используя данные, приведенные в табл. 1 и 2, и решая систему уравнений (1)–(4), можно

Величины керма [$\text{Мэв} \cdot \text{г} \cdot (\text{нейтр}/\text{см}^2)^{-1}$] в полиэтилене и диацетате целлюлозы для нейтронов с различной энергией

Таблица 2

$E, \text{Мэв}$	Диацетат целлюлозы					Полиэтилен				$\frac{K_{\text{п}}}{K_{\text{д}}}$
	$K_{\text{H}} 10^2$	$K_{\text{C}} 10^3$	$K_{\text{O}} 10^3$	$K_{\text{д}} 10^2$	$\frac{K_{\text{C}} K_{\text{O}}}{K_{\text{д}} 100\%}$	$K_{\text{H}} 10^2$	$K_{\text{C}} 10^2$	$E_{\text{п}} 10^2$	$\frac{K_{\text{C}}}{K_{\text{п}} 100\%}$	
0,1	1,006	0,23	0,074	1,030	2,9	2,70	0,040	2,74	1,4	2,70
0,2	1,53	0,42	0,15	1,587	3,6	4,13	0,073	4,203	1,7	2,65
0,4	2,20	0,72	0,51	2,323	5,3	5,94	0,127	6,067	2,1	2,61
0,6	2,68	0,96	0,41	2,817	4,8	7,21	0,167	7,377	2,3	2,62
0,8	2,06	1,14	0,50	3,224	5,1	8,25	0,200	8,450	2,3	2,62
1,0	3,38	1,19	1,70	3,667	7,9	9,10	0,208	9,308	2,3	2,54
2,0	4,46	1,67	0,68	4,695	5,0	12,02	0,292	12,312	2,3	2,63
4,0	6,06	3,77	1,60	6,597	8,1	16,34	0,660	17,000	3,8	2,58
6,0	6,90	2,93	1,83	7,376	6,4	18,6	0,511	19,111	2,6	2,60
8,0	7,53	5,86	1,99	8,315	9,4	20,3	1,024	21,324	4,8	2,56
10	7,52	5,68	2,48	8,336	9,8	20,2	0,975	21,175	4,6	2,54

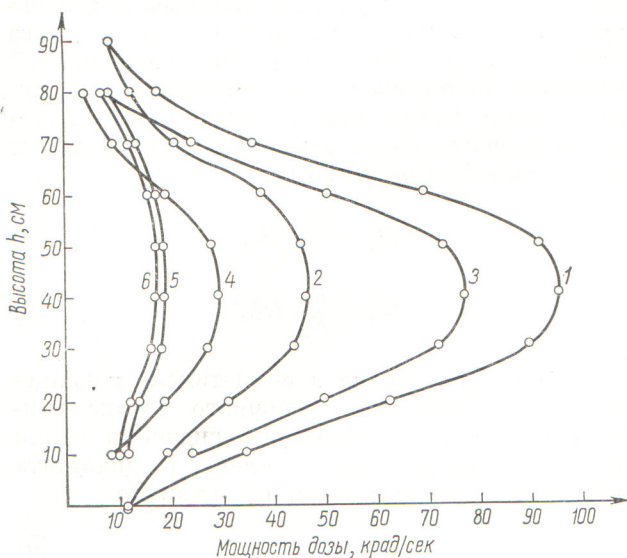


Рис. 4. Распределение мощности дозы по высоте канала 20/61:

1 — суммарная мощность дозы в полиэтилене; 2 — суммарная мощность дозы в диацетате целлюлозы; 3 — мощность дозы нейтронов в полиэтилене; 4 — мощность дозы нейтронов в диацетате целлюлозы; 5 — мощность дозы γ -излучения в полиэтилене; 6 — мощность дозы γ -излучения в диацетате целлюлозы.

получить простые выражения для определения дозы быстрых нейтронов:

$$D_{\text{H}}^{\text{п}} = \frac{0,912D^{\text{п}} - D^{\text{д}}}{0,529}; \quad (6)$$

$$D_{\text{H}}^{\text{д}} = \frac{D^{\text{п}} - 1,095D^{\text{д}}}{1,515}. \quad (7)$$

Таким образом, располагая данными о суммарных поглощенных дозах γ -нейтронного излучения в полиэтилене и диацетате целлюлозы, можно определить вклад отдельных компонентов в суммарную дозу с точностью $\pm 3\%$. Кроме того, легко сделать перерасчет поглощенных доз нейтронов и γ -излучения для любой другой водородсодержащей среды.

Известно, что тормозные способности многих сред, с которыми приходится работать в радиационной химии и радиобиологии, мало отличаются друг от друга, а вклад протонов отдачи в нейтронную дозу достигает 85—97%, если содержание водорода в средах равно 6—11% [9]. Поэтому в некоторых случаях можно принимать во внимание при расчетах только количество атомов водорода в двух средах. При этом суммарная поглощенная доза нейтронов и γ -излучения может быть определена с точностью $\pm 10\%$.

Пленки полиэтилена и диацетата целлюлозы пригодны для измерения дозы нейтронов

в широком интервале энергий. Известно [9], что средняя величина ЛПЭ промежуточных и даже медленных нейтронов не превышает 76,0 *кэв/мк*. Выше было показано, что при облучении дозиметрических пленок α -частицами трековые эффекты не влияют на показания систем при таком значении величины ЛПЭ. Поэтому при измерениях дозы нейтронов не обязательно располагать данными об их энергетическом спектре.

Пленки пригодны также для измерений пространственного распределения поглощенных доз. Нами было проведено раздельное определение доз нейтронов и γ -излучения в вертикальном канале ядерного реактора ВВР-М при помощи описанных выше дозиметрических систем. Положение образцов (пакетов пленок) в канале точно фиксировалось при помощи центрирующих и отсчетных приспособлений. На рис. 4 приведено распределение мощности дозы по высоте канала 20/61 при тепловой мощности реактора 11 *Мвт*. Из этого рисунка видно, что максимум дозы соответствует центру активной зоны, причем существенный вклад в суммарную поглощенную дозу вносят нейтроны. По мере удаления от центра активной зоны вклад нейтронов уменьшается и в крайних точках суммарные дозы в полиэтилене и диацетате целлюлозы практически совпадают.

Проведенные опыты показывают, что пленки из полиэтилена и диацетата целлюлозы, являясь достаточно точной радиационной моделью многих сред, используемых в радиационной химии и радиобиологии, представляют собой системы, степень химических изменений которых практически не зависит от величины ЛПЭ. Поэтому, применяя пленки и простейшие средства для регистрации химических эффектов, возникающих в них при облучении, можно раздельно определять дозы нейтронов и γ -излучения при их совместном воздействии.

Поступила в Редакцию 1/VII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Кабакчи, Я. И. Лаврентович, В. В. Пеньковский. Химическая дозиметрия ионизирующих излучений. Киев, Изд-во АН УССР, 1963, стр. 151.
2. М. В. Владимирова и др. В кн. «Труды II Координационного совещания по дозиметрии больших доз». Ташкент, «Фанлар», 1966, стр. 163.
3. E. Proksch. Atompraxis. 13, No. 4—5, 190 (1967).
4. R. Holroyd, K. Golliner. Trans. Amer. Nucl. Soc., 10, No. 1, 54 (1967).

5. С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Пролетание заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
 6. И. Н. Ермоленко. Спектроскопия в химии окисленных целлюлоз. Минск, Изд-во АН БССР, 1959, стр. 258.
 7. М. З. Гаврилов, И. Н. Ермоленко, Г. Л. Елина. «Оптика и спектроскопия», 18, № 3, 515 (1965).

8. Н. А. Словохотова и др. В кн. «Труды II Всесоюзного совещания по радиационной химии». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 531.
 9. Б. М. Исаев, Ю. И. Брегадзе. Нейтроны в радиобиологическом эксперименте. М., «Наука», 1967.

Ускорение многозарядных ионов коллективным методом

М. Л. ВОЗНОВИЧ, Н. Б. РУБИН, В. П. САРАНЦЕВ

УДК 621.384.6

Коллективный метод ускорения [1] применим для любых ионов. Если речь идет об ускорении многозарядного иона с атомным весом A и эффективным зарядом $Z_{эфф}$, то при определенных условиях закон изменения его энергии будет иметь вид

$$\Delta E = Z_{эфф} \mathcal{E}_{кул} L; \quad \Delta E_{нукл} = \frac{Z_{эфф}}{A} \mathcal{E}_{кул} L. \quad (1)$$

Здесь ΔE — прирост энергии иона на длине пути L ; $\Delta E_{нукл}$ — соответствующий прирост, приходящийся на один нуклон; $\mathcal{E}_{кул}$ — электрическое поле электронного кольца, направленное вдоль его оси (ось z). Значение $\mathcal{E}_{кул}$ зависит от положения иона внутри кольца. «Рабочее» значение $\mathcal{E}_{кул}$ составляет примерно половину напряженности электростатического поля на краю кольца.

Из формул (1) видно, что при больших значениях $Z_{эфф}$ можно получить больший суммарный прирост энергии на заданной длине L .

При этом допустимое внешнее поле, которое ускоряет электронное кольцо, должно быть тем меньше, чем больше суммарная масса иона:

$$\mathcal{E}_{вн} = \frac{m_{\perp} Z_{эфф}}{AM_n} \cdot \frac{\mathcal{E}_{кул}}{1 + \frac{Z_{эфф} m_{\perp}}{AM_n}}, \quad (2)$$

где m_{\perp} — масса электрона в кольце с учетом его вращательной энергии ($m_{\perp} = m\gamma_{\perp}$); M_n — масса нуклона.

Формула (2) верна, однако, лишь для случая, когда суммарная масса ионов пренебрежимо мала по сравнению с суммарной массой электронов, т. е. в приближении малого числа ионов.

Цель данной работы — показать, что коллективный метод ускорения позволяет создать компактный ускоритель многозарядных ионов с хорошей интенсивностью и необходимой для физических экспериментов энергией.

Электронное кольцо и накопление ионов

Будем считать, что способ создания электронного кольца в рассматриваемом ускорителе такой же, как и в работах [1,2]. Расчеты, проведенные в работе [2], показывают, что интересующая нас величина

$$\mathcal{E}_{кул} \approx 1,2 \sqrt{\frac{N_e}{10^{13}}} \text{ Мв/см} \quad (3)$$

при радиусе кольца ~ 5 см и внешнем магнитном поле $\sim 2 \cdot 10^4$ гс. Здесь N_e — общее число электронов в кольце.

Учитывая возможности существующих и проектируемых инжекторов и другие факторы, связанные с созданием кольца, примем, что N_e не больше 10^{14} . При этом значении $\mathcal{E}_{кул} \approx 3,8$ Мв/см. Кольцо с такими параметрами может быть получено в результате сжатия его в адиабатически растущем магнитном поле. Время сжатия — порядка нескольких сот микросекунд.

Накопление ионов в электронном кольце происходит при прохождении электронов в конце сжатия кольца сквозь поток нейтральных атомов вещества [3]. При столкновении с электронами атомы ионизируются и в основном захватываются электронным кольцом. Последовательные столкновения ионов с электронами приводят к накоплению в кольце ионов с различной степенью ионизации. Этот процесс последовательной ионизации можно описать известным уравнением для изменения плотности k -кратно ионизованных атомов n_k в единицу времени ($k \equiv Z_{эфф}$):

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{n_{k-1}}{\tau_{k-1}} - \frac{n_k}{\tau_k}, \quad (4)$$

где время ионизации $\tau_k = (n_e c \sigma_k)^{-1}$; n_e — плотность электронов; σ_k — сечение ионизации иона при столкновении с релятивистским электроном.

Если время заполнения атомами объема кольца a/v_0 , где a — малый радиус кольца,