

621.38

Г52

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

*А. А. Глазков*

**Промышленные ускорители  
и их применение  
в электронике и химии**

МОСКВА 1981

621.38  
152  
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР  
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

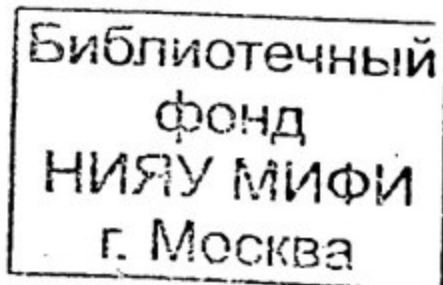
---

А. А. Глазков

ПРОМЫШЛЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ  
И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ  
В ЭЛЕКТРОНИКЕ И ХИМИИ

Утверждено  
редсоветом института  
в качестве учебного пособия

Москва 1981



УДК 621.384.649+539.172.2

Глазков А. А. Промышленные ускорители и их применение в электронике и химии. Учебное пособие. — М.: Изд. МИФИ, 1981, 100 с.

Цель пособия — дать представление о второй параллельной ветви развития и применения ускорителей, помимо фундаментальных ядерно-физических исследований, а именно об их широком использовании в промышленно-технологических процессах, в биологии и в исследованиях прикладного характера. В настоящей работе описаны специально разработанные малые высокопоточные ускорители прикладного назначения, способы контроля параметров пучков ускорителей и даны примеры их использования в электронной технике и радиационно-химических процессах.

Пособие рассчитано на студентов дневных и вечерних отделений старших курсов, изучающих ускорители заряженных частиц и физические основы их промышленных применений.

© Московский инженерно-физический институт, 1981 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение. Цели и области промышленных применений ускорителей.....	4
2. Прикладные ускорители.....	9
2.1. Ускорители НИИЭФА.....	9
2.2. Ускорители МИФИ.....	13
2.3. Ускорители ИЯФ СОАН.....	20
2.4. Ускорители ТПИ.....	22
2.5. Прочие прикладные ускорители.....	24
3. Метрика и формирование пучков частиц.....	25
3.1. Дозы и счетчики.....	25
3.2. Измерения энергии электронов.....	27
3.3. Измерения тока пучка электронов.....	30
3.4. Комбинированные измерения пучков.....	36
3.5. Поля облучения и распределения доз.....	38
3.6. Формирование полей облучения на ЛУЭ.....	43
4. Применение ускорителей в электронике.....	48
4.1. Радиационные дефекты в твердых телах.....	48
4.2. Ионная имплантация.....	58
4.3. Влияние облучения на характеристики электронных приборов.....	63
5. Ускорители в радиационной химии.....	72
5.1. Теоретические основы радиационной химии.....	72
5.2. Основные радиационно-химические реакции.....	78
5.3. Изменение свойств полимеров под действием излучения.....	82
5.4. Промышленные радиационно-химические процессы.....	84
Список использованной литературы.....	96

## 1. ВВЕДЕНИЕ. ЦЕЛИ И ОБЛАСТИ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПРИМЕНЕНИЙ УСКОРИТЕЛЕЙ

Ускорители заряженных частиц возникли и первоначально развивались только для нужд физики элементарных частиц и ядерной физики. Исследования свойств атомных ядер и отдельных частиц с помощью ускорителей принесли человечеству богатейшую информацию о структуре материи. Были созданы далекие трансурановые элементы, открыты новые частицы: мезоны, короткоживущие резонансы, странные частицы, античастицы и т.д. Эти результаты вполне оправдывают создание весьма больших и сложных ускорительных установок, которые постепенно достигли высокого совершенства.

Со временем физики осознали возможность применения ускорителей в других отраслях помимо фундаментальной науки. Началось внедрение ускорителей в промышленность, биологию и т.д. Действительно, излучение заряженных частиц и гамма-квантов от ускорителей в силу своей очень высокой энергии обладает уникальной способностью проникать внутрь твердых тел и выделять там свою энергию. При этом в теле происходит ионизация атомов, структурные изменения в кристаллах, разрыв валентных связей и, наоборот, синтез химических соединений и многие другие эффекты [ 1 ] .

В настоящее время промышленно-технологические применения ускорителей рассматриваются как вторая параллельная ветвь их развития. Для промышленных целей, естественно, применяются малые ускорители, которые могут поместиться в цехах предприятий. Хотя энергия частиц в таких ускорителях измеряется не в гигаэлектронвольтах, как в Серпухове, а в мегаэлектронвольтах, мощность пучка частиц очень большая, так как от нее зависит производительность технологического процесса.

В июне 1979 года в Ленинграде состоялось 3-е Всесоюзное совещание по применению ускорителей в народном хозяйстве. Перечень отраслей, в которые ускорители внедрены и приносят большой экономический эффект, достаточно велик. На наших глазах родилась новая отрасль общепромышленной техники — радиационно-ускорительная техника.

Здесь уместно обратиться к "Основным направлениям экономического и социального развития СССР на 1981 - 1985

годы и на период до 1990 года" [2]: "На основе использования достижений науки и техники: ... использовать электрохимические, лазерные, радиационные и другие высокоэффективные методы обработки материалов и изделий с целью существенного улучшения их свойств", ... "В области естественных и технических наук сосредоточить усилия на решении следующих важнейших проблем: ... развитие физики элементарных частиц и атомного ядра с целью дальнейшего познания строения материи". Эти решения говорят о большом значении, которое придается партией и правительством в долгосрочных экономических и социальных планах развития нашей страны фундаментальной науке и разработке новых технологических процессов с целью повышения эффективности и качества производства.

Ядерная физика и ее аппаратура, в частности ускорители заряженных частиц, обладают большими возможностями в направлении дальнейшего подъема экономики страны и повышения народного благосостояния. Мощные потоки ионизирующих излучений, направленные пучки электронов, протонов, тяжелых ионов, гамма-квантов с энергиями в сотни килоэлектронвольт — десятки мегаэлектронвольт могут весьма эффективно использоваться в народном хозяйстве. Источниками ионизирующих излучений являются либо искусственные радиоактивные элементы — изотопы, либо ускорители заряженных частиц. Ускорители дают пучки излучения с большей мощностью, чем изотопы, поэтому промышленные радиационные процессы на ускорителях обладают более высокой производительностью. Изотопные источники излучения проще по конструкции, чем ускорители, но зато ускорители имеют более широкие возможности регулировки параметров пучков излучения.

Рассмотрим четыре наиболее показательных примера применения ускорителей в некоторых отраслях народного хозяйства: тяжелом машиностроении, химической промышленности, геофизической разведке сырья, а также медицине.

Заводы тяжелого машиностроения выпускают объекты атомной энергетики, в частности корпуса ядерных реакторов, которые работают при высоких температурах и давлениях. К прочности и надежности этих изделий предъявляются высокие требования. Все дефекты корпусов реакторов должны быть выявлены заранее для отбраковки и переделки.

На помощь приходит радиационно-ускорительная дефектоскопия. Энергия гамма-лучей от ускорителей, равная 10 — 15 МэВ, позволяет просвечивать такие массивные детали. Пу-

чок нацеливают на "подозрительное" место, например на сварной шов патрубка. Позади шва укрепляют фотопленку в кассете, на которой будет получено изображение внутренней структуры шва с раковинами и непроварами.

Широко используются ускорители в химической промышленности [3]. Пучок излучения может возбуждать реакции полимеризационного характера, создавать поперечные связи между цепочками молекул, осуществлять многие другие заданные химические превращения, невозможные без радиационного воздействия. Благодаря этим уникальным свойствам химических реакций, стимулируемых излучением, разработано и внедрено в практику много эффективных радиационно-химических процессов.

Перспективно производство радиационно-модифицированного полиэтилена. При облучении мощным гамма-пучком в полиэтилене происходит образование пространственной сетки молекул, возрастает его механическая прочность и тепловая стойкость. Это особенно важно при производстве кабельной продукции, так как многие кабели используются в особых условиях: при высокой температуре, вибрации и т.д. (в глубоких скважинах, в космических ракетах, в атомных реакторах).

Полиэтиленовая пленка применяется для упаковки самой различной продукции (пищевых продуктов, изделий электронной техники, цемента, удобрений). Радиационно-модифицированный полиэтилен высокой прочности может применяться в виде особой тонкой пленки, которая обладает свойством самоусадки, т.е. после упаковки предмета пленка сокращается и плотно облегает содержимое.

Важной проблемой в плане охраны окружающей среды является очистка сточных вод промышленности. Под пучком ускорителя в сточных водах происходит деструкция загрязняющих веществ.

Геофизическая разведка сырья с помощью ускорителя основана на эффекте активационного анализа. При облучении смеси нескольких веществ сечения активации отдельных компонентов могут сильно различаться, поэтому может оказаться, что очень малая примесь получает значительно большую активность, чем основное вещество. По параметрам активности (период полураспада, энергия и вид вторичного излучения) можно определить не только какова эта примесь, но даже ее процентное содержание.

В медных рудах наличие меди определяется активационным методом с высокой точностью. Метод нейтронно-активационно

каротажа позволяет определить наличие нефти в пластах у скважины. Но наиболее эффективно применение ускорителей электронов при анализах проб горных пород на редкие и драгоценные металлы.

В области охраны природы ускорители контролируют степень загрязненности воздушного бассейна у промышленных центров, содержание вредных примесей в водах озер и рек.

В медицине используют свойство излучения ускорителей убивать живые клетки. Это излучение обладает свойствами, которое позволяет очень точно ограничивать его воздействие на ткани тела так, что локальному умерщвлению подвергаются только клетки злокачественной опухоли, без поражения соседних здоровых органов. Поэтому ускорители можно эффективно использовать для лечения некоторых форм злокачественных новообразований [4].

К сожалению, ускорители не дают радикального способа излечения рака, но в отдельных случаях применение излучения ускорителей может дать положительные клинические результаты даже тогда, когда другие методы противопоказаны или неэффективны (хирургия, химиотерапия). Любое продвижение на пути борьбы с раком — большое достижение.

При использовании ускорителей для промышленно-технологических целей важное значение имеют вопросы производительности и экономичности процесса облучения.

Производительность радиационного этапа изготовления продукта должна быть такой, чтобы достигалось совмещение скоростей основного технологического процесса на потоке и радиационного этапа в цеховых условиях. Производительность облучения можно оценить по формуле [11]:

$$M = \eta P / 3D. \quad (1)$$

Здесь  $M$  — количество продукта, облученного в единицу времени (т/ч);  $\eta$  — коэффициент использования пучка (КИП)\*;  $P$  — мощность пучка (кВт);  $D$  — доза (Mrad), необходимая по техническим условиям для облучения продукта. Например, в химическом производстве может потребоваться доза до 20 Mrad. При мощности пучка ускорителя 10 кВт и  $\eta = 0,75$  можно получать в 1 час 125 кг облученного продукта. В сельском хозяйстве при облучении зерна для дезинсекции достаточна до-

---

\* Определение КИП см. далее, п. 3.5.

за 20 крад, при этом производительность облучения зерна может достигать 125 т/ч.

Наиболее широко применяются в прикладных целях ускорители электронов. Сами электроны неглубоко проникают внутрь твердых тел:

$$R = 0,35W/\rho, \quad (2)$$

где  $R$  — глубина проникновения, см;  $W$  — кинетическая энергия электронов, МэВ;  $\rho$  — плотность вещества, г/см<sup>3</sup>. При энергии 10 МэВ и плотности материала 1 г/см<sup>3</sup> (напр., воды) пробег электронов равен 3,5 см. Однако электроны легко конвертируются в тормозное гамма-излучение, проникающая способность которого несравненно больше, чем у электронов. Пробег протонов, наоборот, меньше пробега электронов, и совсем малые пробеги в твердых материалах имеют ускоренные тяжелые ионы (единицы микрометра).

Применение ускорителей позволяет осуществить не только принципиально новые промышленные технологии, но также оказывает большое стимулирующее влияние на развитие смежных отраслей техники в целом. Например, современная вакуумная техника широко применяется в промышленности и в научных исследованиях. Однако именно для ускорителей требуются наиболее высокопроизводительные насосы, наиболее глубокий вакуум. Под влиянием этих запросов вакуумная техника в последние годы сделала большой шаг вперед. Именно для ускорителей впервые была разработана наиболее совершенная вакуумная аппаратура, которая затем стала применяться в других отраслях промышленности.

Точно также для ускорителей впервые были разработаны конструкции сверхпроводящих кабелей, работающих при охлаждении жидким гелием. Автоматические системы управления с применением ЭВМ широко известны. По-видимому, впервые эти системы были внедрены, достигли высокого совершенства и показали исключительную эффективность в управлении с помощью ЭВМ всеми системами ускорителей в целом, т.е. в крупных ускорительных комплексах.

## 2. ПРИКЛАДНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

### 2.1. Ускорители НИИЭФА [5]

Ученые НИИ электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова разработали ряд моделей ускорителей для медицины, радиационно-технологических процессов и дефектоскопии. Для медицинских целей созданы линейные электронные ускорители на бегущей волне (табл. 1).

Ускорители на 5 и 15 МэВ смонтированы на Г-образной консоли, они выпускают пучок вертикально вниз, а при качании консоли пучок может попадать в заданную точку на лежащем пациенте под углами до  $\pm 120^\circ$  от вертикали (ротационное облучение). Медицинские ускорители могут производить как электронное, так и тормозное гамма-излучение.

Таблица 1

Тип ускорителя	ВЧ-генератор	Энергия электронов, МэВ	Интенсивность тормозного излучения, Р/(м·мин)	Максимальное поле облучения, см <sup>2</sup>
ЛУЭ-5	Магнетрон	5	300	18x18
ЛУЭ-15	" "	15	300	30x30
ЛУЭ-25	Клистрон	10 - 30	50 - 800	20x20

Ускоритель на 25 МэВ смонтирован неподвижно, он состоит из двух секций ускоряющего волновода, а его выходная радиационная головка подвешена к потолку терапевтического помещения.

Поворотный магнит пучка, диафрагмы, фильтры и тормозная мишень расположены в радиационной головке.

Дозные поля на теле больного регулируются раздвижными диафрагмами; для выравнивания интенсивности пучка по полю облучения используются сменные алюминиевые фильтры. Имеется световая индикация поля облучения, облегчающая наводку, и автоматический дозатор, выключающий пучок после набора заданной дозы в пределах  $1 - 10^5$  Р (время экспозиции от 0,2 с до 17 мин).

Эти ускорители эксплуатируются в Центральном институте усовершенствования врачей и в Институте биофизики АН СССР (Москва), в НИИ медицинской радиологии (Обнинск), в НИИ рентгенорадиологии и онкологии (Киев), в НИИ онкологии и медицинской радиологии (Минск), в НИИ онкологии им. проф. Петрова (Ленинград). Всего изготовлено около 30 таких медицинских линейных ускорителей электронов. С их помощью прошли курс лечения несколько тысяч больных, ежедневно выполнялось 40 – 50 сеансов облучения.

Ускорители НИИЭФА для радиационно-технологических процессов – не только волноводные, но и высоковольтные (прямого действия); их параметры см. в табл. 2.

Таблица 2

Тип ускорителя	Энергия электронов, МэВ	Средняя мощность пучка, кВт	Принцип действия
РТЭ-1	1,0	3	Резонансный трансформатор
Электрон ЦМ	0,7	7	Каскадный умножитель
Электрон ИУ	0,5	10	—
Аврора П	0,5	25	—
ЛУЭ-8-5	8	5	Волноводный
ЛУЭ-15-10	13	9	—

Ускорители высоковольтного типа применяются там, где не требуется энергия более 2 МэВ, т.е. практически во всей радиационно-химической промышленности. Они проще и надежнее волноводных ускорителей, мощность их пучка может превышать 10 кВт. Такая мощность достаточна для высокопроизводительного промышленного облучения на потоке, если необходима совместимость скоростей основного процесса изготовления продукта и радиационного этапа его изготовления.

Ускоритель "Электрон ИУ" имеет развертку пучка с частотой 50 Гц в полосу 180 мм. Он монтируется в местной биологической защите, устанавливается в цехах без бетонных бункеров. Ускоритель "Аврора П" имеет три излучателя типа

"Электрон", питаемых от общего источника высокого напряжения. Общий ток электронов в трех пучках 50 мА, размер выпускных окон  $40 \times 1160$  мм. Для ускорителей "Электрон" бокс местной защиты имеет объем  $6 \text{ м}^3$ , занимает площадь  $1,2 \times 1,2$  м. Защита из стали толщиной 125 мм имеет общую массу 25 тонн.

Волноводный ускоритель ЛУЭ-8-5 предназначен для многих промышленных целей (стерилизации, вулканизации и т.д.). Он может быть одно- или двухсекционным (вариант М), горизонтальным или вертикальным (вариант В). Имеется устройство развертки пучка в полосу  $25 \times 500$  мм, средний ток пучка достигает 700 мкА, энергетический разброс 7%, длительность импульса 2,7 мкс, частота повторения импульсов 500 Гц и может быть меньше от 2 до 16 раз. Ускорители серии ЛУЭ-8-5 используются в Институте биофизики, в НИИ шинной промышленности, во ВНИИ радиационной техники, на Курганском заводе медпрепаратов и т.д.

Ускоритель ЛУЭ-15-10 - одна из самых мощных радиационных установок с высокой энергией электронов. В основном он предназначен для радиационно-химических процессов с высокой производительностью. В этом ускорителе предусмотрена регулировка энергии в пределах 5 - 15 МэВ, импульсный ток в пучке достигает 1,3 А, средний ток до 1 мА. Имеются две секции волновода с регулировкой промежуточной фазы. Один ускоритель типа ЛУЭ-15-10 установлен в Польше.

Перечислим некоторые области, где используются ускорители типа "Электрон": производство светопрозрачного пластика, отверждение лаковых покрытий, модификация полиэтиленовой пленки, очистка хлора от водорода, отделка тканей против гниения и микробов и т.д. Годовая производительность достигает нескольких сот тысяч тонн продукции, по тканям - более 10 млн. м/год. В 1979 г. в эксплуатации находилось 20 ускорителей "Электрон" и еще 10 в производстве.

Ускорители для дефектоскопии должны обладать высокой энергией излучения, позволяющей просвечивать большие толщины металлов. Поэтому НИИЭФА разработал серию волноводных ускорителей (табл. 3). В этих ускорителях предусмотрена фокусировка электронного пучка для получения малого фокального пятна на тормозной мишени, так как от этого зависит резкость дефектоскопического изображения.

Таблица 3

Тип ускорителя	Энергия электронов, МэВ	Диаметр пучка на мишени, мм	Интенсивность тормозного излучения, Р/(м·мин)
ЛУЭ-10-1	8	1,5 - 2	2000
ЛУЭ-10-2Д	10	2 - 3	5000
ЛУЭ-15-15000Д	15	2 - 3	15000

Ускоритель ЛУЭ-10-1 имеет небольшие размеры 3 x 1 x 0,8 м, он установлен в цехе Ижорского завода на опоре, позволяющей наклонять ускоритель для наводки. Ускоритель ЛУЭ-10-2Д имеет такие же габариты, но большую напряженность ускоряющего поля. Он размещен в цехе на мостовом кране и поэтому очень мобилен; эксплуатируется на Ижорском заводе с 1973 г.

Время просвечивания на ускорителе ЛУЭ-10-1 для стали толщиной 100 мм составляет 10 с, для 300 мм - 10 мин. Разработан усовершенствованный ускоритель для дефектоскопии ЛУЭ-15-15000Д; в нем сильно увеличен темп ускорения в волноводе при сохранении габаритов, сильно возросла интенсивность гамма-излучения. Поэтому ЛУЭ-15-15000Д способен просвечивать стальные изделия толщиной 500 мм за 5 мин, а 600 мм - за 60 мин. Создается также новый ускоритель ЛУЭ-5-500Д, который приблизится к изотопным дефектоскопическим установкам по простоте и габаритности, но будет иметь значительно большую интенсивность гамма-излучения (до 700 Р/(м·мин) при энергии электронов 5 МэВ).

Для активационного анализа в НИИЭФА разработан нейтронный генератор НГ-150, в котором ионы дейтерия ускоряются до 150 кэВ и при соударении с мишенью, насыщенной тритием, дают поток нейтронов с энергией 14 МэВ. Интенсивность потока до  $2 \cdot 10^{11}$  нейтр./с при токе пучка дейтонов 3 мА. Масса ускорителя НГ-150 - 500 кг. Для фотоактивационного анализа применяется волноводный ускоритель ЛУЭ-8-5А, работающий с 1976 г. на одном из горных комбинатов.

С середины 50-х годов НИИЭФА выпускает циклотроны прикладного назначения. Первая модель имела диаметр полюсов 120 см и ускоряла дейтоны до 13,7 МэВ. Затем был разработан

циклотрон с полюсами диаметром 150 см. Эти циклотроны установлены во многих городах СССР (Томске, Алма-Ате, Обнинске и др.), а также экспортированы в зарубежные страны: СРР, ПНР, КНР, ГДР, ЧССР, АРЕ. С 1971 г. НИИЭФА выпускает малогабаритный изохронный циклотрон МГЦ для активационного анализа. Для него требуется бункер площадью не более 6х6 м. Диаметр полюсов циклотрона 103 см, ток во внешнем пучке до 50 мкА при энергиях протонов до 18 МэВ, дейтонов — до 10 МэВ, альфа-частиц — до 20 МэВ.

## 2.2. Ускорители МИФИ [6,7]

В МИФИ линейные ускорители электронов (ЛУЭ) разрабатываются с 1950 г. под руководством О.А. Вальднера. Исследования охватывают широкий круг вопросов, как теоретических, так и инженерно-технологических. Укажем коротко основные направления этих работ.

1. Исследование ВЧ-свойств круглых диафрагмированных волноводов (КДВ), дисперсионных соотношений между фазовой скоростью, частотой и размерами ячеек волновода, определение групповой скорости, амплитуды волны и ее затухания [8].

2. Изучение динамики частиц в поле бегущей волны, их фазового движения и группировки, условий оптимального захвата частиц в процесс ускорения и формирования энергетического спектра, энергетики ускорения и токовой нагрузки.

3. Определение условий устойчивой работы магнетронов на частотно-селективные диафрагмированные волноводы.

4. Разработка конструкций узлов ЛУЭ, адекватных их физическим принципам, надежных в работе и обеспечивающих высокие параметры пучков ускоренных электронов.

5. Создание методики фокусировки и проведения пучков частиц, получение вакуума и ввод СВЧ-мощности, комплексная наладка ускорителей.

6. Создание приборов метрики пучка, датчиков тока и энергии электронов, положения пучка и его профиля.

7. Строительство опытных образцов ЛУЭ, передача их для постоянной эксплуатации в научные учреждения, создание там ускорительных лабораторий и подготовка кадров специалистов для них.

Принципиальный подход МИФИ состоял в применении для промышленных ускорителей магнетронов, как наиболее простых и надежных источников СВЧ-питания. В основном это были магнетроны 10-сантиметрового диапазона длин волн. К ранним ускорителям МИФИ относятся 4 серии ЛУЭ, выпущенные в течение 60-х годов; для них были использованы магнетроны с импульсной мощностью 2 МВт (табл. 4). Большинство из них имеют односекционный диафрагмированный волновод. Везде применяется электронный инжектор с напряжением 40 кВ, подключаемый параллельно с магнетроном к импульсному модулятору. Все ускорители имеют начальные группирующие участки КДВ, в которых фазовая скорость волны возрастает от 0,4 (что соответствует скорости инжектируемых электронов) до 1,0.

Длины диафрагмированных волноводов: У-10 и У-16 - 122 см; У-12 - 200 см. Ускоритель У-13 состоит из двух последовательных секций КДВ по 200 см каждая. Ускорители У-16 и У-13 допускают перестройку энергии электронов в пределах, указанных в табл. 4, посредством регулировки частоты возбуждения КДВ (У-16) и фазы волны между двумя секциями (У-12).

Таблица 4

Тип ускорителя	Энергия, МэВ	Ток пучка, мА/имп.	Интенсивность тормозного излучения, Р/(м·мин)	Мощность пучка, кВт
У-10	3	300	420	0,9
У-12	5	100	500	0,5
У-16	1 - 2	300	190	0,6
У-13	5 - 10	70	2500	0,7

На рис. 1 показана типовая схема односекционного ЛУЭ. Для подачи импульсов анодного напряжения на магнетрон применяются специальные модуляторы.

Всего в МИФИ было построено более 20 ускорителей этих серий. Они используются для научных исследований в Москве и Подмосковье, а также в Баку, Новосибирске, Ногинске, Казани, Алма-Ате, Обнинске, Махачкале и других городах. В ускорителе У-13 используются два магнетрона, которые должны быть синхронизованы по частоте. Это достигается посредством спе-

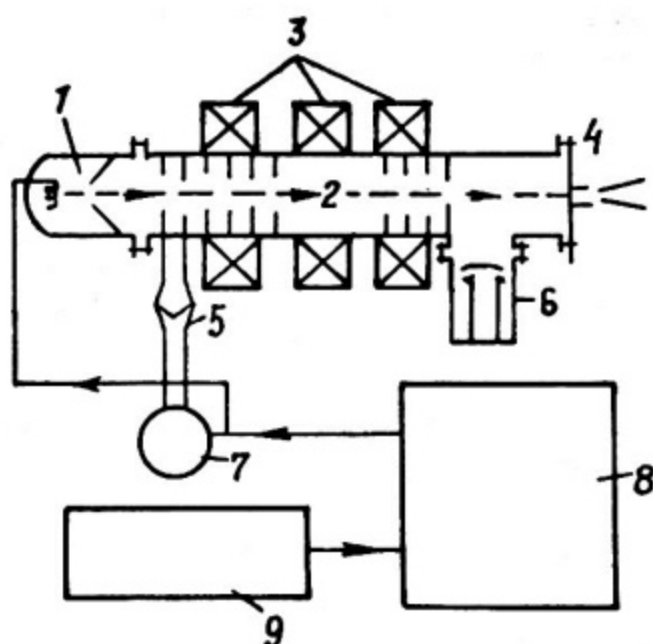


Рис. 1. Схема ускорителя У-10:

1 - инжектор электронов; 2 - диафрагмированный волновод; 3 - фокусирующие катушки; 4 - выпускное окно; 5 - высокочастотное окно; 6 - вакуумный насос; 7 - магнетрон; 8 - модулятор; 9 - пульт управления

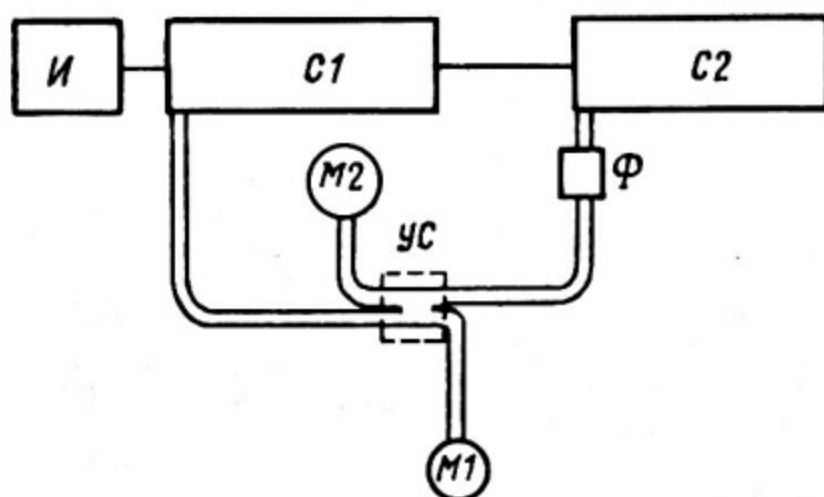


Рис. 2. Схема ВЧ-питания ускорителя У-13:

И - инжектор; С1 и С2 - первая и вторая секции КДВ; М1 и М2 - первый и второй магнетроны; УС - узел связи; Ф - фазовращатель

циального узла связи, расположенного между волноводными трактами магнетронов, доставляющими ВЧ-мощность на входы двух секций КДВ. В этом узле связи небольшая доля мощности ВЧ забирается из тракта каждого магнетрона с помощью направленного ответвителя и посылается на вход другого магнетрона. В результате обеспечивается работа двух самовозбуждающихся генераторов на строго одинаковых частотах. В противном случае произошло бы нарушение процесса ускорения электронов. На рис. 2 показана схема ВЧ-питания ускорителя У-13.

На ускорителе У-13 наблюдалось характерное явление обрыва импульса тока пучка [15], которое внешне проявляется так: при увеличении тока инжекции в ускоритель от электронной пушки задняя часть импульса ускоренного тока становится нестабильной (рис. 3). Чем больше ток инжекции, тем больше пиковое значение ускоренного тока и тем короче длительность его импульса. При этом средний ток ускоренного пучка перестает возрастать или убывает вплоть до полной потери пучка. Эффект обрыва импульса тока пучка при увеличении токовой нагрузки волновода объясняется тем, что сгустки электронов при пролете через КДВ начинают при больших токах генерировать паразитные волны, которые имеют дипольную азимутальную вариацию поля и сильные поперечно-отклоняющие компоненты поля, уводящие пучок на стенки и диафрагмы КДВ.

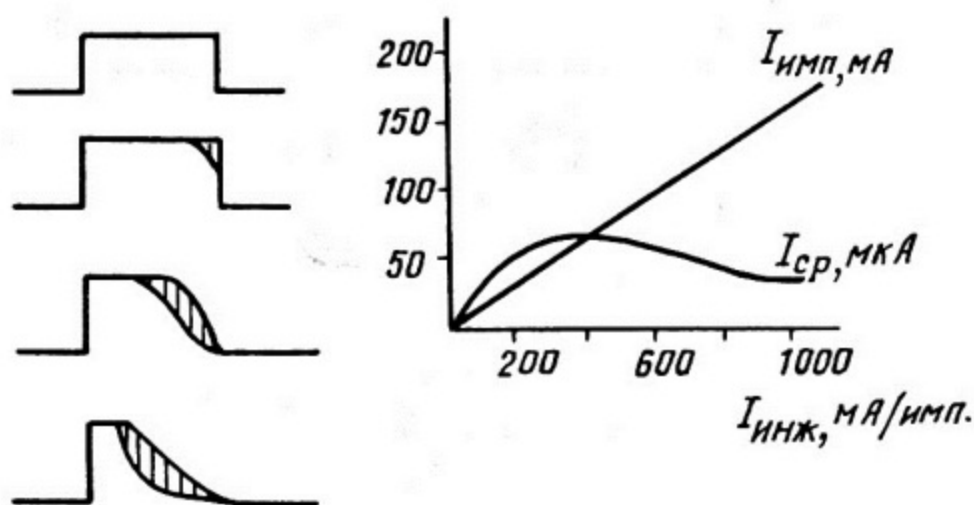


Рис. 3. Эффект обрыва импульса тока ускоренных электронов

В МИФИ разработано несколько новых ЛУЭ в 3-сантиметровом диапазоне волн с питанием от магнетрона на 200 кВт. Достоинство этих установок — малогабаритность и компактность конструкции. Примером является ускоритель У-30 с максимальной энергией электронов 2,5 МэВ и номинальным средним током пучка 10 мкА. Один из экземпляров этого ускорителя демонстрировался в 1977 г. на советской выставке в Лос-Анджелесе.

К новому поколению ускорителей МИФИ относится также ускоритель У-27, работающий в одном из НИИ с 1972 г. В этой установке используется мощный магнетрон на 9 МВт в импульсе и с длиной волны 10 см; энергия электронов до 10 МэВ, импульсный ток до 400 мА. Односекционный КВД имеет длину 234 см, в том числе начальный группирующий участок длиной 64,7 см с переменной фазовой скоростью волны. На ускорителе У-27 получены захват частиц в ускорение, близкий к 100%, мощность пучка до 5 кВт, интенсивность тормозного излучения до  $2 \cdot 10^4$  Р/(м.мин). Были исследованы характеристики ускорителя [16], показывающие зависимость энергии электронов от частоты возбуждения, СВЧ-мощности и от тока пучка (рис. 4).

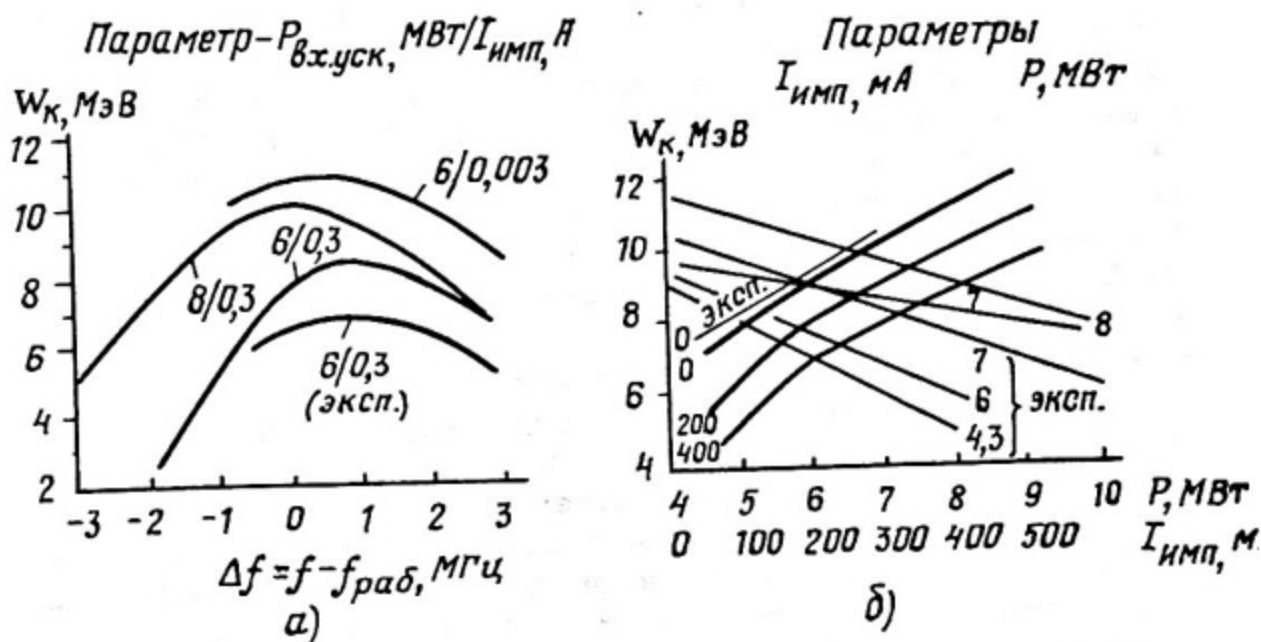


Рис. 4. Зависимость энергии электронов в ускорителе У-27 от отклонения частоты возбуждения от номинального значения (а) и от мощности СВЧ-питания волновода и импульсного тока пучка (б)

В конце 70-х годов в МИФИ был создан ускоритель У-28, в проекте которого заложены повышенные требования к пучку [17]. В этом ускорителе также используется магнетрон на 9 МВт, а номинальная энергия электронов — 10 МэВ. Большая мощность СВЧ-питания, как и в У-27, позволяет получить высокий ток пучка в импульсе (до 0,4 — 0,5 А). Ускоритель У-28 рассчитан также и на достижение глубокой регулировки энергии в пределах 2 — 13 МэВ и узкого энергетического спектра порядка 2% в номинальном режиме и не более 4 — 5% при перестройке режимов.

На ускорителе У-28 создана система получения пикосекундных импульсов пучка ускоренных электронов с повышенными токами в ультракоротких импульсах [9]. Такие импульсы электронов необходимы для важных теоретических и прикладных исследований, например при изучении быстропротекающих химических реакций методом импульсного радиолиза. Сущность метода получения пикосекундных импульсов на ускорителе У-28 состоит в том, что пучок электронов после инжектора подвергается в резонаторе клистронной группировке на частоте 200 МГц, которая является субгармонической к основной частоте ускорителя 3200 МГц и равна 1/16 этой частоты (рис. 5). В результате в волноводном группирователе пучок заполняет не все циклы волны, а только каждый 16-й цикл, остальные 15 последовательных циклов остаются "пустыми". Зато в этом заполненном цикле волны ток пучка возрастет примерно в 16 раз по сравнению с током инжектора. В основных секциях ускорителя частицы в этом цикле претерпевают дополнительную группировку на частоте 3200 МГц и их фазовая протяженность сокращается с  $360^\circ$  до  $40-60^\circ$ , т.е. еще в 6 — 8 раз (рис. 6). На рисунке для упрощения показан случай 8-й субгармоники вместо 16-й.

На частоте около 3 ГГц каждый градус фазовой протяженности соответствует примерно одной пикосекунде длительности во времени, т.е. в предполагаемых условиях полученные микроимпульсы частиц имеют протяженность 40 — 60 пс. При этом ток в них превышает ток инжекции в  $16 \cdot (6 \div 8) \approx 100 - 150$  раз. Следовательно, если инжектор дает ток в 1 А, то в микроимпульсе 50 пс можно получить ток до 150 А. Такие импульсы следуют друг за другом через интервалы времени  $16T$ , где  $T$  — период колебаний на основной частоте. Легко вычислить, что для частоты 3200 МГц величина  $16T$  равна 5 нс.

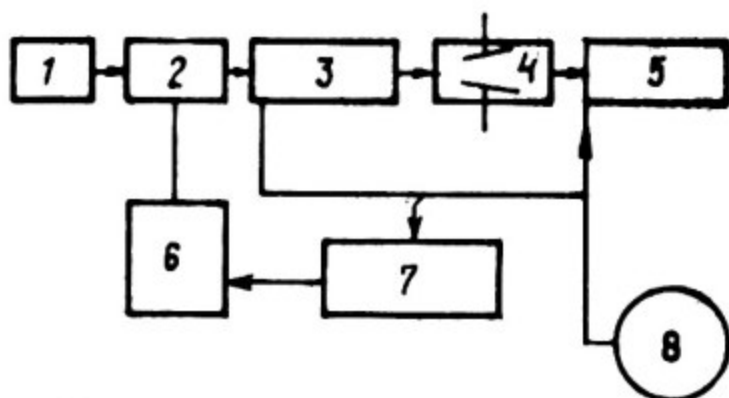


Рис. 5. Система пикосекундных импульсов пучка на ускорителе У-28:

1 - инжектор 100 кэВ; 2 - клистронный группирователь на частоте 200 МГц; 3 - волноводный группирователь на основной частоте 3200 МГц на энергию частиц 300 кэВ; 4 - отклоняющая система на 5 нс; 5 - основная секция ускорителя на 3200 МГц; 6 - усилитель мощности на 200 МГц; 7 - система деления частоты в 16 раз; 8 - магнетрон

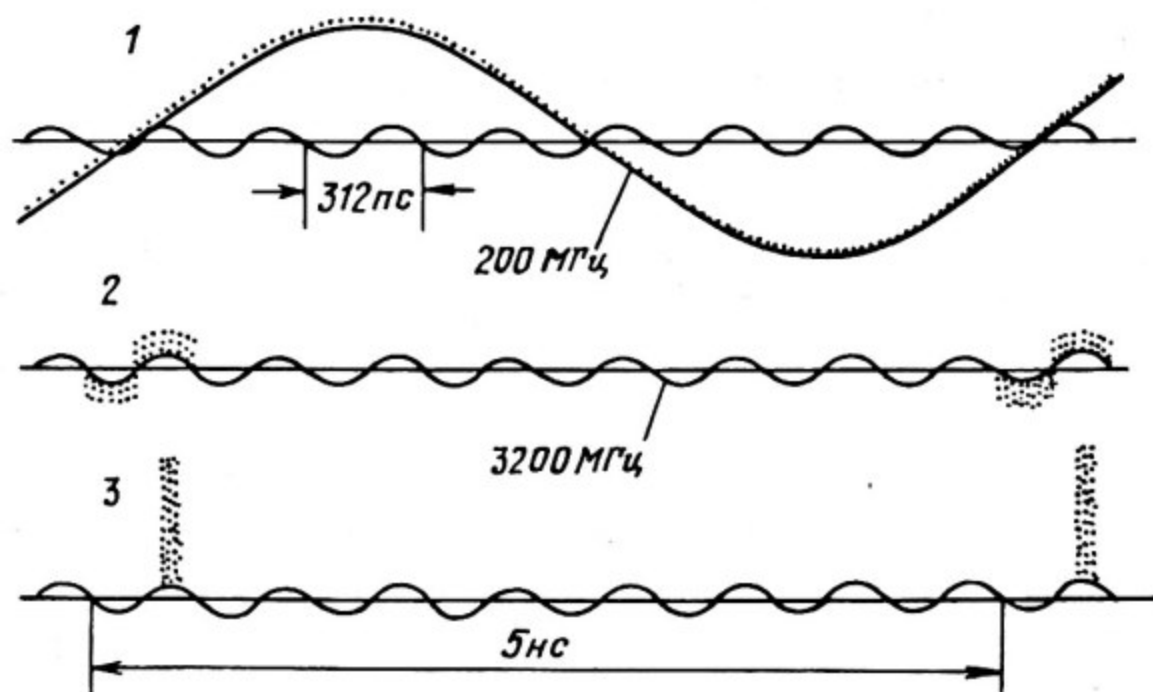


Рис. 6. Формирование пикосекундных импульсов пучка ускоренных электронов методом субгармонической группировки:

1 - распределение электронов после инжектора перед субгармоническим резонатором; 2 - после резонатора перед основным группирователем; 3 - после группирователя перед первой секцией КДВ

Ускоритель У-28 в течение одного макроимпульса длительностью 2 мкс выдает "очередь" из 400 пикосекундных импульсов. Если же из всех этих импульсов требуется только один, то используется наносекундная отклоняющая система, которая в течение 2 мкс держит пучок отклоненным импульсным электрическим полем и, следовательно, запирает его, и лишь на короткий интервал в 5 нс возвращает пучок на осевую линию ускорителя. За это время в основной волновод успевает "проскочить" только один пикоимпульс тока ускоренных электронов. В реальном эксперименте на ускорителе У-28 были получены импульсы ускоренных электронов длительностью около 150 пс.

### 2.3. Ускорители ИЯФ СОАН [10]

В Институте ядерной физики Сибирского отделения Академии наук СССР в г. Новосибирске разработано несколько серий ускорителей электронов типа резонансных трансформаторов. Примером может служить ускоритель ЭЛТ-2,5 на энергию электронов 1,5 - 1,7 МэВ, с мощностью пучка 15 кВт, размещенный в котле диаметром 1,8 и высотой 4,5 м. Выпускаются ускорители ЭЛВ на основе последовательного соединения секций однофазных выпрямителей по схеме удвоения напряжения с мощностью пучка до 50 кВт.

Распространены импульсные ускорители серии ЭЛИТ (табл. 5). Генератором высокого напряжения в них является трансформатор Тесла, т.е. система двух индуктивно-связанных контуров с равными собственными частотами, работающая в режиме свободных колебаний.

Таблица 5

Тип ускорителя	Энергия, МэВ	Мошн. пучка, кВт	Длительность импульса, мкс	Частота повторения, Гц	Диаметр, м	Высота, м
ЭЛИТ-0,8А	0,8	1	1	100	0,4	0,5
ЭЛИТ-2	2	10	3,5	100	1	1,6

Для питания трансформаторов используется выпрямитель на 20 - 30 кВ. Обмотки обоих контуров, вакуумная трубка и инжектор собраны в котле с элегазом  $SF_6$  при давлении до 7 атм.

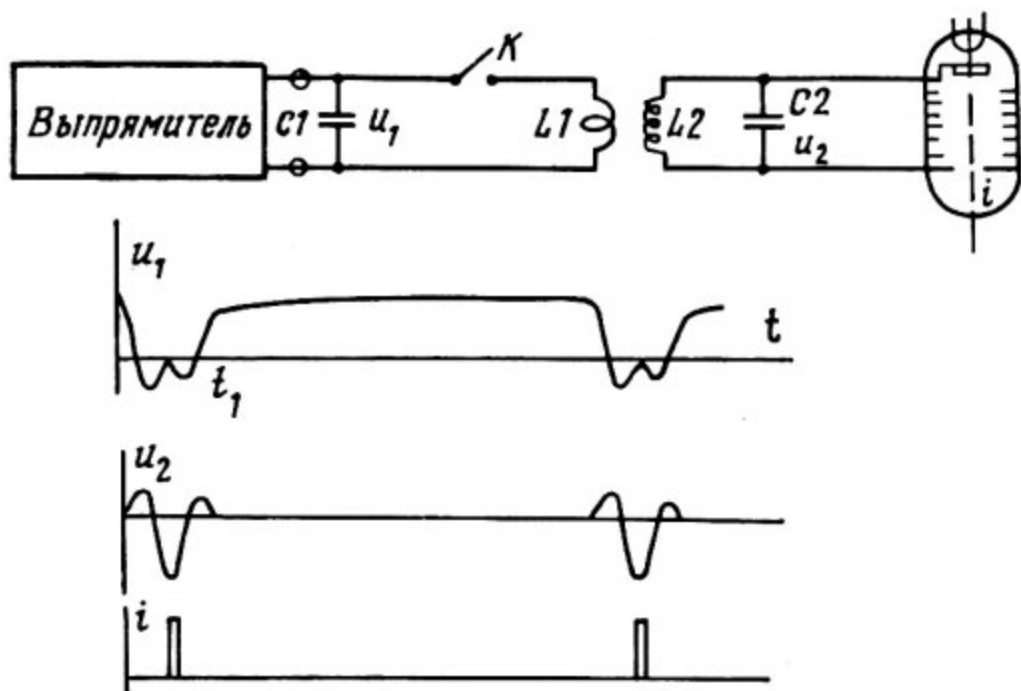


Рис. 7. Схема и иллюстрация принципа работы ускорителя ЭЛИТ

На рис. 7 показаны схема ускорителя ЭЛИТ и график временных процессов в нем. В ускорителе ЭЛИТ-2 первичная обмотка содержит 5 витков, вторичная 800 витков, длина трубки 40 см. Выпрямляющим элементом по вторичному напряжению является сам пучок электронов в ускорительной трубке, проходящий в течение короткого времени при максимуме этого напряжения соответствующей полярности. Оба контура, первичный и вторичный, настроены на общий резонанс. Конденсатор  $C_1$  заряжается от сетевого выпрямителя; после замыкания ключа  $K$  в двух контурах начинаются свободные колебания. Напряжение на конденсаторе  $C_2$  прикладывается к ускорительной трубке. После первого цикла колебаний размыкается коммутирующий элемент  $K$  в момент максимума напряжения на  $C_1$ . Таким образом осуществляется рекуперация энергии. Колебания временно прекращаются, и энергия сохраняется в первичном контуре для следующего срабатывания ускорителя. В качестве коммутаторов применяются водородные тиратроны.

Импульсные ускорители электронов, созданные в ИЯФ СОАН, работают в различных городах нашей страны. Они также поставлялись в США, Японию и ГДР.

## 2.4. Ускорители ТПИ

В Томском политехническом институте с первых послевоенных лет проводится исследования в области теории и техники бетатронов. Было создано большое количество бетатронов различных типов, многие из них применяются в научных исследованиях, в промышленности и медицине [42, 43].

Некоторое представление о бетатронах ТПИ дают отдельные примеры, приведенные в табл. 6. Бетатрон ПМБ-6 - это переносная установка, которую можно транспортировать в автомашине вместе с блоками питания и управления непосредственно к месту использования, в том числе и в полевых условиях.

Таблица 6

Параметр	Тип бетатрона			
	ПМБ-6	Б-30	БС-3-25	СБС-4-15
Энергия электронов, МэВ	6	30	25	15
Гамма-интенсивность, Р/(м·мин)	1	250	1900	2x480
Масса, кг	100	5000	9000	4000

Бетатрон БС-3-25 - это установка с повышенным током ускоренных электронов на орбите, для этого в ней расширена рабочая область магнитного поля, увеличен захват в бетатронный режим ускорения. Установка СБС-4-15 является стереобетатроном, т.е. обладает двумя ускорительными камерами и соответственно двумя пучками тормозного излучения. Точка и угол пересечения этих пучков могут изменяться при повороте мишеней внутри камер или самих камер. Этим способом можно подбирать наилучшие условия просвечивания деталей при их радиационно-дефектоскопическом контроле.

В НИИ ядерной физики при ТПИ создана установка "Тонус" [44] - томский наносекундный ускоритель. Тонус работает в режиме одиночных импульсов ускоренных электронов длительностью 40 нс; энергия электронов 2 МэВ, ток в импульсе 30 - 60 кА. Эта установка представляет собой новый тип ускорителя, в котором очень короткие наносекундные импульсы

сочетаются с весьма большими токами килоамперного диапазона. Такие ускорители существуют также и в других лабораториях; они применяются для осуществления процессов, требующих особо высокой концентрации энергии ускоренного пучка во времени.

Создание таких ускорителей стало возможным благодаря успехам мощной импульсной техники и сильноточной электроники. Схема "Тонуса" типична для сильноточных наносекундных ускорителей (рис. 8). В качестве источника высокого напряжения используется ГИН — генератор импульсного напряжения Аркадьева — Маркса (батарея конденсаторов с параллельным соединением при накоплении заряда и последовательным — при отдаче его). Устройством формирования короткого импульса напряжения на ускоряющей промежутке служит двойная формирующая линия Блумлейна (ДФЛ) из трех коаксиальных цилиндров. При подаче на ДФЛ напряжения от ГИН в линии начинается распространение волн напряжения между цилиндрами; в момент достижения максимума напряжения на разряднике происходит его пробой и замыкание накоротко. В результате этих процессов на вакуумном диоде выделяется наносекундный импульс ускоряющего напряжения.

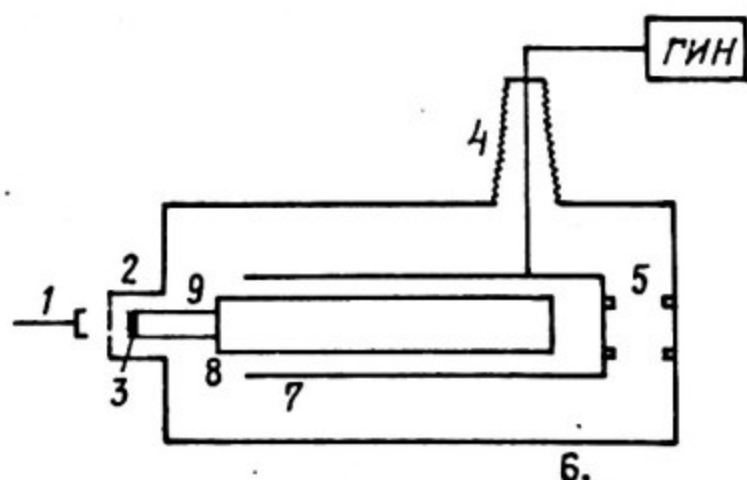


Рис. 8. Схема ускорителя "Тонус":

- 1 - цилиндр Фарадея; 2 - анодная фольга; 3 - катод;  
 4 - высоковольтный ввод; 5 - коммутирующий разрядник;  
 6 - корпус ускорителя, внешний электрод ДФЛ; 7 - средний электрод ДФЛ; 8 - внутренний электрод ДФЛ; 9 - держатель катода

## 2.5. Прочие прикладные ускорители

Способ ускорения электронов в микротроне известен с 1944 года. В конце 50-х гг. С.П.Капица предложил ряд усовершенствований микротрона [12]. Фазовая область захвата электронов в процесс ускорения мала,  $\sim 30^\circ$ , но отсюда следует достоинство микротрона: хорошая энергетическая однородность пучка.

В Институте физических проблем было построено несколько микротронов, самый крупный из них имеет диаметр полюсов 110 см. При ускорении на 28 орбитах были получены энергия частиц 25 МэВ и ток в импульсе 20 мА.

В Саратовском государственном университете (СГУ) разрабатываются микротроны для промышленных и медицинских целей [13]. В ряде научных учреждений Саратова, Волгограда и Ленинграда для радиационных работ были созданы микротроны с длиной волны 10 см (как в ИФП), в том числе микротрон на 13,6 МэВ для Областного онкологического института в г. Энгельсе. Первые микротроны с длиной волны 3 см были построены в СГУ. В этих малогабаритных микротронах типичные токи в импульсе 2 - 3 мА, число орбит - 16. Был изготовлен транспортабельный микротрон на 6,45 МэВ для дефектоскопии бетонных и металлических изделий, а также переносной микротрон на 5 МэВ массой 50 кг для газопровода Средняя Азия - Центр. Максимальная энергия в микротронах СГУ 3-сантиметрового диапазона 11,5 МэВ при числе орбит 35.

Большое количество линейных ускорителей электронов для прикладных целей было построено в ЦНИИ "Электроника". Эти ЛУЭ отличаются тем, что работают на длине волны около 16 см и потому позволяют получить более мощные пучки ускоренных электронов [14]. Они выпускаются в двух вариантах: ЭЛУ-4 и ЭЛУ-6 с энергиями электронов 4 и 6 МэВ соответственно. Мощность пучка в этих ускорителях порядка 10 кВт. Ускорители ЭЛУ состоят из одной секции КДВ, но структура КДВ различна в зависимости от номинальной энергии электронов: используются разные законы возрастания фазовой скорости и напряженности волны. Ускорители серии ЭЛУ используются на предприятиях Москвы, Киева, Риги, Тбилиси, Орджоникидзе и других городов.

В Объединенном институте ядерных исследований в Дубне с 1949 г. работал синхроциклотрон на энергию протонов

680 МэВ. На нем был выполнен цикл работ прикладного характера в области медицины (радиотерапия рака); сейчас этот ускоритель реконструируется с целью перевода в сильноточный режим. Подобные работы медико-биологического характера проводятся также на синхроциклотроне на 1 ГэВ Ленинградского института ядерной физики (ЛИЯФ) в Гатчине и на жесткофокусирующем протонном синхротроне на 10 ГэВ Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ).

В Дубне с 1960 г. работал циклотрон многозарядных ионов У-300 с диаметром полюсов 300 см. На этом циклотроне проводились работы по синтезу трансурановых элементов и различные прикладные исследования, в частности, по разработке технологии получения сверхтонких ядерных фильтров.

### 3. МЕТРИКА И ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ЧАСТИЦ

#### 3.1. Дозы и счетчики

Важнейшая характеристика радиационных процессов — доза излучения. Следует различать экспозиционную и поглощенную дозу излучения. Поглощенная доза — это энергия излучения, поглощенная в единице массы объекта. Единицей поглощенной дозы в системе СИ является грэй (сокращенно Гр), равный дозе, при которой в 1 кг массы материала облучаемого объекта поглотилась энергия в 1 джоуль:  $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$ . Ранее широко применялась (и временно сохраняется в литературе) единица поглощенной дозы рад, равная  $100 \text{ эрг/г}$  ( $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$ ). Экспозиционная доза вводится только для рентгеновского и гамма-излучений. Единицей экспозиционной дозы является 1 Кл/кг: эта величина соответствует такому сочетанию интенсивности и времени облучения, когда за счет ионизации в 1 кг воздуха образуются заряды каждого знака в 1 кулон. Ранее в качестве единицы экспозиционной дозы использовался 1 рентген (Р), соответствующий образованию в  $1 \text{ см}^3$  воздуха при нормальных условиях 1 электростатической единицы заряда (в системе СГС), или  $2,08 \cdot 10^{19}$  пар ионов. Средняя энергия образования 1 пары ионов 34 эВ, поэтому  $1 \text{ Р} \approx 71 \text{ ГэВ/см}^3$ ;  $1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р}$ . Мощность дозы — это доза, поглощаемая объектом в единицу времени; сохраняющиеся пока в литературе единицы:  $\text{Мрад/с} = 10^4 \text{ Гр/с}$  или  $\text{крад/с} = 10 \text{ Гр/с}$ .

Сцинтилляционные счетчики на твердых кристаллах — фосфоры — преобразуют часть поглощенной энергии излучения (заряженных частиц или гамма-квантов) в световую вспышку. Отношение энергии световой вспышки к поглощенной энергии излучения называется конверсионной эффективностью фосфора. Для повышения конверсионной эффективности в фосфор вводят активирующие добавки; они указываются в скобках, например  $NaI(Tl)$ . Обычно сцинтилляционные счетчики используются совместно с фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), в которых электронный поток, возникший на фотокатоде под действием светового импульса, усиливается в  $10^5 - 10^7$  раз. В ФЭУ обычно применяются сурьмяно-цезиевые катоды, которые испускают 8 — 15 электронов на каждые 100 падающих квантов; 8 — 13 промежуточных электродов (динодов) обеспечивают общий коэффициент усиления  $G^m$ , где  $G = 2 - 4$  — коэффициент вторичной эмиссии,  $m$  — число динодов.

Интенсивность световой вспышки в сцинтилляционных счетчиках пропорциональна квадрату заряда частицы. При регистрации  $\gamma$ -излучения некоторые кристаллы, в т.ч.  $NaI(Tl)$ , дают вспышку света с интенсивностью, пропорциональной энергии поглощенных квантов. Это позволяет использовать их в качестве спектрометров гамма-излучения с разрешением по энергии 7 — 10%.

В промышленных радиационных процессах очень важно иметь простые технологические дозиметры, которые позволяли бы измерять поглощенную дозу при проведении производственного облучения продуктов [3]. В радиационной химии применяют жидкостные дозиметры. При ферросульфатном методе дозиметрии используется насыщенный воздухом раствор  $FeSO_4$  в серной кислоте. При облучении этого раствора двухвалентные ионы железа  $Fe^{2+}$  окисляются растворенным кислородом до трехвалентных. Радиационно-химический выход — это величина, показывающая количество образовавшихся продуктов реакции, стимулированной излучением, при поглощении 100 эВ энергии. В данном случае выход  $Fe^{3+}$  составляет 15,6 ион/100 эВ. Концентрация накапливающихся ионов  $Fe^{3+}$  пропорциональна поглощенной дозе и определяется с помощью спектрофотометра по изменению оптической плотности раствора на длине волны 304 нм. Верхний предел метода по поглощенной дозе 400 Гр (40 крад), при более высоких дозах радиационно-химический выход падает из-за недостатка кислорода в растворе [3].

Применяются также пленочные дозиметры из полимерных материалов. В отличие от жидкостных дозиметров пленочные применяются либо для измерения поглощенных доз в тонких поверхностных слоях материала, либо для измерения распределения дозы по глубине объекта. Триацетатная пленка (обычная подложка фотоматериалов) толщиной 0,140 мм подходит для дозиметрии электронов с энергией более 0,2 МэВ на длинах волн 300 – 310 нм при дозах 30 – 400 кГр (3 – 40 Мрад). Пленки градуируются либо сравнением с другим дозиметром, градуировка которого известна, либо независимым способом. Зная время облучения и средний ток пучка электронов, определяют плотность заряда  $Q$ , попавшего на пленку, в мкА·с/см<sup>2</sup>. Для материала пленки также должны быть известны величина  $dW/dx$  и потери энергии электрона на единице длины пробега в этом материале (в единицах МэВ·см<sup>2</sup>/г), часто эту величину называют ЛПЭ – линейной передачей энергии. Тогда в тонком поверхностном слое поглощенная доза

$$D = Q \frac{dW}{dx} \text{ кГр} = 0,1 \frac{dW}{dx} Q \text{ Мрад.} \quad (3)$$

### 3.2. Измерения энергии электронов

Основной метод, который применяется для измерения энергии электронов, – это поворот их траекторий в магнитном поле с известной напряженностью. Обычно длина пути электронов в магните и напряженность его поля выбираются такими, чтобы пучок поворачивался примерно на 90°. Точный угол поворота электронов зависит от их энергии, поэтому в анализирующую щель попадают только электроны с некоторым одним значением энергии. Такой прибор называют магнитным анализатором (рис. 9,а до пунктирной линии). Регулируя ток в обмотках возбуждения магнита и тем самым изменяя напряженность магнитного поля, можно выводить в щель электроны со всеми значениями энергии в пределах энергетического спектра пучка. Каждому значению тока возбуждения магнита соответствует определенная энергия проходящих через щель электронов, известная из градуировочной зависимости анализатора (рис. 9,б). Поэтому по измерениям проходящего тока пучка при разных значениях напряженности магнитного поля можно снять энерге-

тический спектр, т.е. распределение электронов пучка по энергиям (рис. 9, в).

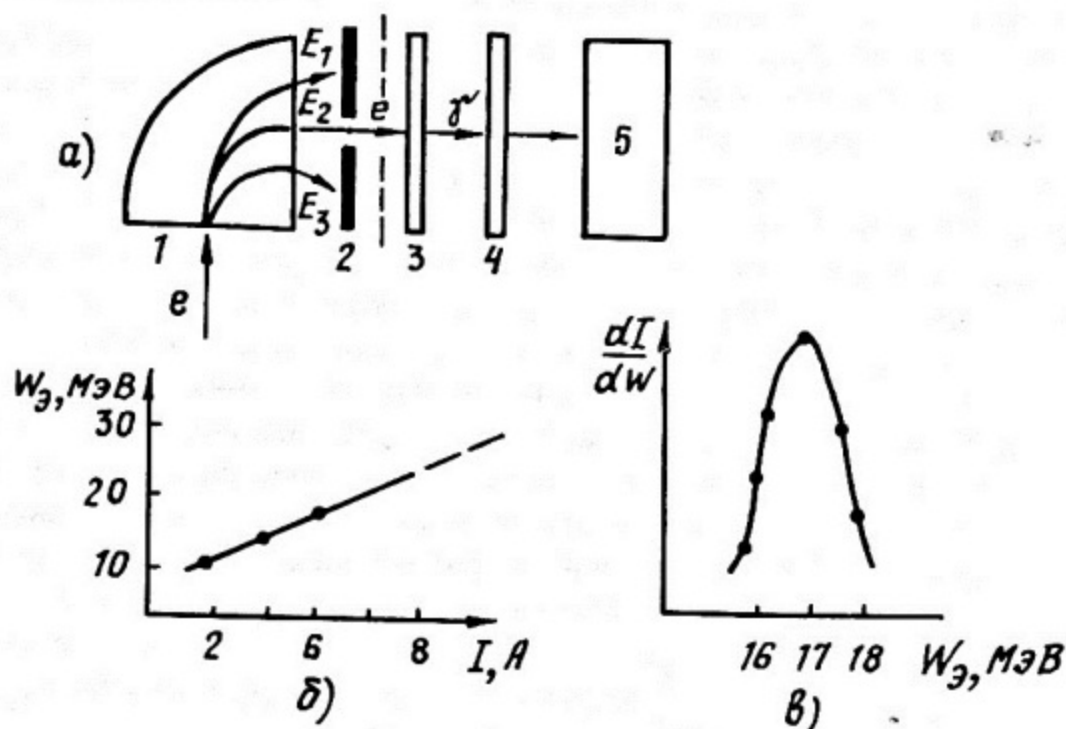


Рис. 9. Измерение энергии электронов в пучке с помощью магнитного анализатора (а); градуировочная зависимость анализатора (б); типичная форма энергетического спектра электронов в пучке (в); 1 – магнит; 2 – щель анализатора; 3 – тормозная мишень; 4 – радиоактивный индикатор; 5 – счетчик активности

Градуировочную зависимость магнитного анализатора можно рассчитать, вычисляя траектории электронов в магните; при этом важно учитывать краевые поля магнита. Однако можно применить другой способ, основанный на возбуждении тормозным излучением электронного пучка пороговых фотоядерных реакций, например, указанных в табл. 7.

Таблица 7

Реакция	$T_{1/2}, \text{мин}$	Пороговая энергия $W_{\gamma, \text{max}}, \text{МэВ}$
${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}$	9,7	10,76
${}^{16}\text{O}(\gamma, n){}^{15}\text{O}$	2,02	15,78
${}^{12}\text{C}(\gamma, n){}^{11}\text{C}$	20,7	18,72

Пороговые значения энергии  $\gamma$ -квантов, при которых начинаются эти реакции, обычно известны с хорошей точностью. Достоинство реакций, приведенных в табл. 7, — их пороги дают три последовательных значения энергии, подходящих для градуировки анализатора на энергию электронов до 20 — 25 МэВ.

Эксперимент по градуировке магнитного анализатора проводится следующим образом (рис. 9,а, после пунктирной линии). После щели анализатора устанавливают мишень из вольфрама, преобразующую поток электронов в тормозное гамма-излучение. Известно, что энергетический спектр этого излучения непрерывный, причем правая его граница (т.е. максимальная энергия гамма-квантов  $W_{\gamma \text{ макс}}$ ) равна энергии электронов в пучке, конвертированном в это  $\gamma$ -излучение. За мишенью устанавливают сначала медный индикатор, затем вместо него кислородный, потом углеродный. Постепенно изменяют энергию электронов в ускорителе и ток магнитного анализатора таким образом, чтобы в щель проходили электроны с последовательно возрастающими значениями энергии, начиная с величин менее 10 МэВ. Для каждого индикатора фиксируют момент начала пороговой реакции и соответствующее значение тока возбуждения магнита. Очевидно, что в этот момент через щель проходят электроны с энергией, равной порогу реакции на данном индикаторе.

Таким образом получают три опорных пары значений энергии проходящих через анализатор электронов и тока возбуждения магнита (см. рис. 9,б). Начало реакций легко распознается по появлению активностей с характерными периодами полураспада. По этим трем точкам можно построить экстраполированную зависимость в области более высоких энергий. Ошибка измерения энергии электронов с помощью магнитного анализатора имеет три основных составляющих: ошибка измерения тока возбуждения  $\sim 1\%$ , ошибка за счет конечного разрешения анализатора по энергиям  $\sim 0,5\%$  и ошибка градуировки по пороговым реакциям  $\sim 2\%$ . Квадратичное сложение этих ошибок дает общую погрешность  $\sim 2,3\%$ . Реально погрешность измерения энергии электронов магнитным анализатором составляет 5 — 8%.

Применяется "пластиночный" метод измерения энергии электронов [19]. Зависимость пробега электронов в алюминии от их энергии имеет вид:

$$R = 0,524 W_k - 0,094. \quad (4)$$

Здесь  $R$  – полный пробег в  $\text{г/см}^2$ ,  $W_k$  – кинетическая энергия в МэВ. Непосредственно измерить пробег электронов в металле трудно, поэтому  $R$  определяют по прохождению пучка через набор тонких пластинок. После выпускного окна ускорителя на пути пучка электронов ставят пачку пластинок и измеряют с помощью цилиндра Фарадея функцию токопрохождения в зависимости от толщины пересекаемого алюминия при увеличении числа пластинок (рис. 10). Кривая токопрохождения имеет характерный участок с крутым наклоном. Экстраполированный полный пробег определяется точкой пересечения касательной к наклонному участку с осью абсцисс. Зная величину  $R$ , вычисляют энергию электронов по формуле [4].

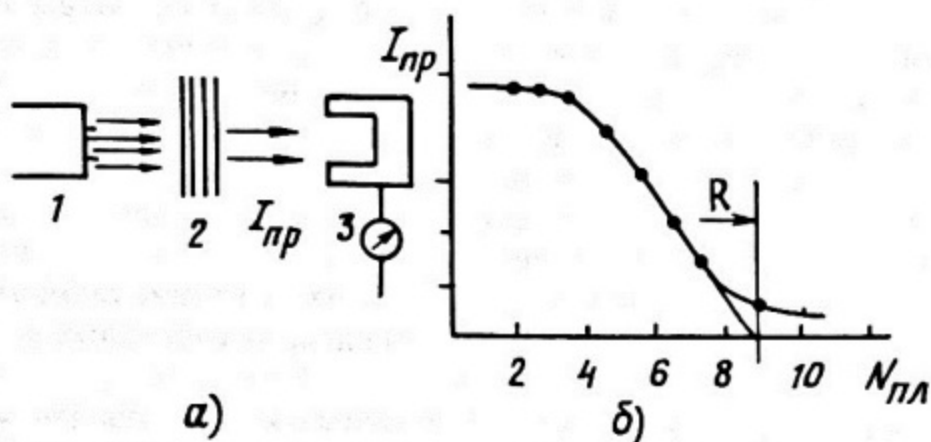


Рис. 10. Пластиночный метод измерения энергии электронов (а); кривая токопрохождения (б); 1 – выпускное окно ускорителя; 2 – набор алюминиевых пластинок; 3 – цилиндр Фарадея

### 3.3. Измерения тока пучка электронов

Наиболее часто для этой цели применяется цилиндр Фарадея, представляющий собой массивный металлический электрод, поглощающий все частицы пучка. Цилиндр изолирован, но через измерительный прибор присоединен к заземлению. Достоинство цилиндра Фарадея как измерителя тока пучка – простота и высокая точность (до 0,1%), возможность измерения малых токов (до  $10^{-13}$  А). Он применим для частиц с энергией до нескольких гигаэлектронвольт, может измерять импульсные токи до  $10^5$  А. Недостаток цилиндра Фарадея состоит в том,

что он перехватывает измеряемый пучок, т.е. невозможен контроль пучка одновременно с его использованием.

Основные причины погрешностей измерения с помощью цилиндра Фарадея следующие [20]: 1. Прохождение некоторых частиц, обладающих наиболее высокими энергиями, насквозь через днище цилиндра. Этот эффект может быть уменьшен при использовании цилиндров с увеличенной толщиной стенок и днища, однако это приводит к сильному возрастанию габаритов и веса измерителя тока. 2. Отражение части потока частиц обратно через вход. Для уменьшения потерь частиц на входе цилиндр сужают (ловушечная конфигурация), а дно цилиндра выполняют из материала с малым коэффициентом отражения. Обычно это вещества с малым атомным номером, например алюминий или графит. 3. Утечки тока перехваченных частиц на землю другими путями мимо прибора. Необходима хорошая изоляция тела цилиндра и его вывода на прибор от земли. 4. В воздухе рядом с цилиндром Фарадея пучок может образовывать ионы и вторичные электроны, которые могут собираться цилиндром. Для понижения ионизационных помех цилиндр можно выполнить в вакуумном варианте, т.е. поместить его в герметичную оболочку, прозрачную для основного пучка, с откачкой воздуха из внутреннего пространства; однако это сильно усложняет конструкцию. На рис. 11 показан пример цилиндра Фарадея на энергию электронов около 40 МэВ. Кольцевой магнит служит для улавливания отраженных и вторичных частиц. Вакуумные цилиндры Фарадея применяются только для прецизионных измерений.

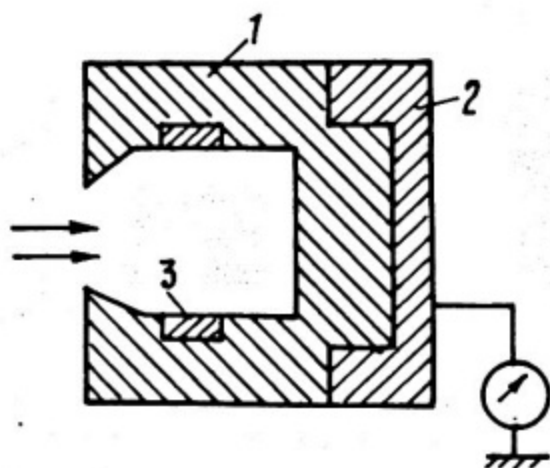


Рис. 11. Цилиндр Фарадея для электронов на энергию 30 -

50 МэВ;  
1 - графит или алюминий; 2 - свинец; 3 - магнит

Для измерения тока пучка заряженных частиц применяют также устройство, называемое монитором вторичной эмиссии (МВЭ). Пучок частиц с высокой энергией пропускают через тонкую металлическую фольгу; при этом сам пучок почти не изменяется за счет рассеяния и потери энергии, но из фольги выбиваются вторичные электроны с малой энергией. Ток вторичных электронов является мерой тока основного пучка (рис. 12). Толщина фольг обычно 3 – 15 мкм. Если цилиндр Фарадея работает обычно в атмосферном воздухе с пучками, выпущенными из ускорителя, то МВЭ – прибор вакуумный (иначе не могли бы собираться вторичные электроны), он устанавливается либо внутри ускорителя, либо отдельно, но в собственном герметичном кожухе.

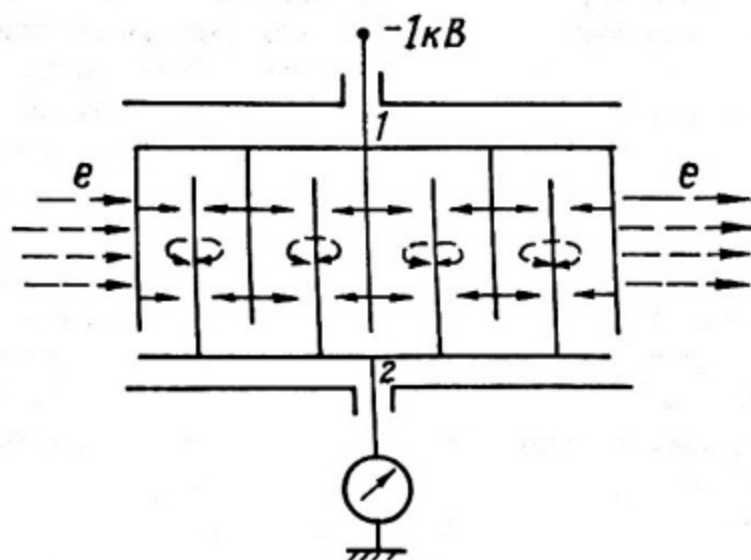


Рис. 12. Монитор вторичной эмиссии:  
1 – эмиттирующие фольги; 2 – собирающие фольги

Эмиттирующие и собирающие фольги применяются по несколько штук, они собираются в две группы, соединяются электрически внутри каждой группы. Эти группы вставляют одну в другую так, чтобы эмиттирующие и поглощающие фольги чередовались; между фольгами остаются небольшие зазоры. Группа собирающих фольг заземляется через измерительный прибор, а на эмиттирующую группу подается отрицательное напряжение порядка 1 кВ, вполне достаточное для улавливания низкоэнергетичных вторичных электронов, но в то же время совершен-

но не влияющее на движение основного пучка с энергией в сотни кэВ и более. Разумеется, вторичная эмиссия электронов идет также и с собирающих фольг, но эти электроны сразу возвращаются на те же фольги.

Для измерения тока импульсных пучков широко применяются магнитоиндукционные датчики (МИД). Эти устройства позволяют также контролировать форму импульса тока пучка при подключении к осциллографу. Измерители тока типа МИД и МВЭ являются "проходными", т.е. измеряемый пучок в процессе измерения проходит через датчики без разрушения, контроль тока может проводиться непрерывно, одновременно с использованием пучка частиц для экспериментов или для технологического облучения (в отличие от случая цилиндра Фарадея).

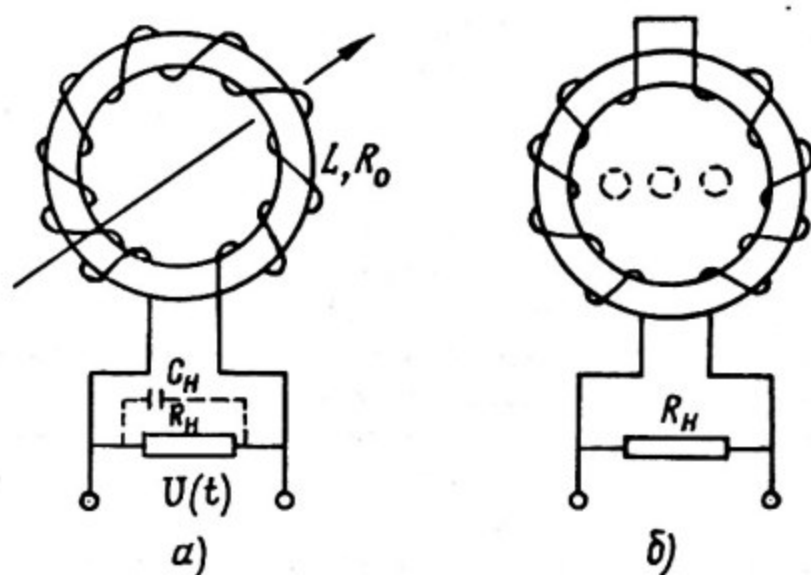


Рис. 13. Магнитоиндукционный датчик:

а - измеритель тока пучка; б - измеритель поперечного положения пучка

В магнитоиндукционных датчиках тока пучка (рис. 13,а) тороидальная катушка пронизывается током пучка; токовый сигнал в обмотке и соответственно сигнал напряжения на нагрузочном сопротивлении  $R_H$  пропорциональны току пучка и скорости его изменения. Возможны два режима работы МИД [20]. При малом нагрузочном сопротивлении  $R_H$  датчик работает как трансформатор тока, при этом форма импульса напряжения  $U(t)$  подобна форме импульса тока пучка; однако чувст-

вительность измерителя в этом случае низкая. При большом  $R_H$  МИД работает как контур ударного возбуждения, чувствительность его велика, но форма сигнала напряжения не соответствует форме импульса тока пучка.

Магнитоиндукционный датчик можно использовать для измерения поперечного положения пучка (рис. 13,б). Для этого на тороидальном сердечнике размещают две идентичные обмотки с противоположным направлением витков, включенные последовательно. При центральном положении пучка в сердечнике разность встречных магнитных потоков, наводимых в обмотках, равна нулю; при смещении пучка в сторону от центра на выходе МИД появляется разностный сигнал, характеризующий величину и направление (по знаку сигнала) смещения пучка.

Резонаторные датчики тока (РДТ) и положения (РДП) пучка применяются для контроля пучков, имеющих микроструктуру в форме последовательности сгустков частиц. Такую структуру пучки получают в результате автофазировки частиц, когда они группируются при ускорении в высокочастотных полях волноводов или резонаторов. Эти сгустки частиц в пучке следуют один за другим с частотой, равной частоте ускоряющего поля. Если пучок пропускать через пассивный резонатор, настроенный на такую же частоту (рис. 14), то в резонаторе индуцируется СВЧ-поле, уровень которого зависит от тока пучка. Выведенный из резонатора петлей связи сигнал выпрямляется детектором и посылается далее либо на измерительный прибор для контроля величины тока пучка, либо на осциллограф для наблюдения его формы импульса. Резонаторный датчик требует градуировки, для чего можно использовать сравнение его показаний с сигналом от цилиндра Фарадея.

Достоинство резонаторных датчиков — высокая чувствительность и широкополосность, позволяющая регистрировать импульсы с широко различающимися значениями длительности импульса и крутизны фронта. С одной стороны: верхняя частота РД порядка единиц ГГц (очень высокая); с другой — РД способны регистрировать квазипостоянный ток пучка, если очень длинный импульс состоит из последовательности большого числа микросгустков. Недостаток РД — непригодность для работы с несгруппированными пучками, т.е. для пучков без ВЧ-структуры внутри импульса. Это ограничение не очень существенно, так как многие ускорители используют в процессе ускорения высокочастотные поля.

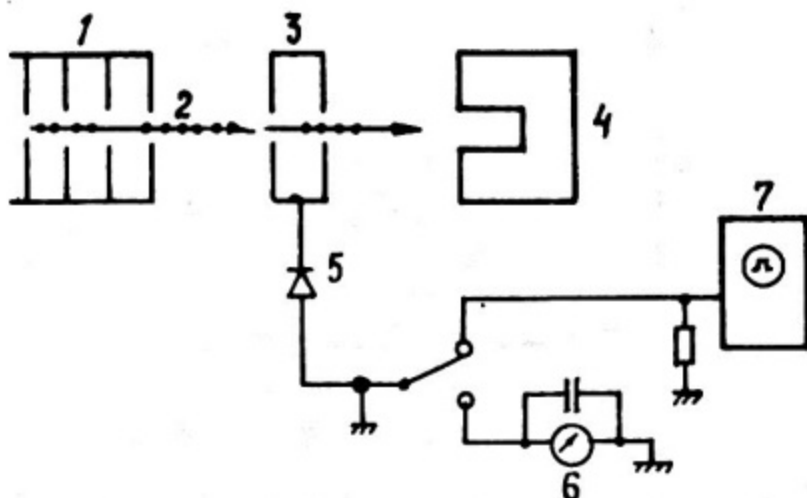


Рис. 14. Принцип действия резонаторного датчика:

1 - ускоритель; 2 - сгруппированный пучок; 3 - резонатор датчика; 4 - цилиндр Фарадея; 5 - детектор; 6 - измеритель тока; 7 - осциллограф

В МИФИ резонаторный датчик тока пучка был выполнен на основе цилиндрического резонатора с азимутально-симметричными колебаниями типа  $E_{010}$  [21] на частоте около 3000 МГц.

Резонаторный датчик положения был создан в МИФИ на основе призматического резонатора с колебаниями типа  $E_{120}$ . Из рассмотрения структуры поля в резонаторе следует, что самое слабое взаимодействие пучка с резонатором наблюдается при пересечении его в центре стороны, вдоль которой имеются две вариации поля. Это подтверждается экспериментом, в котором пучок смещался поперек резонатора с точностью фиксации положения пучка 0,1 мм (рис. 15). Можно видеть, что в данном РДП нижний предел измерений по импульсным токам пучка около 5 мА, так как при этом центральный провал кривых становится слабо выраженным. Такой датчик позволяет измерять смещение пучка только по одной поперечной координате. Для контроля смещения пучка по другой координате нужен второй резонатор с колебаниями типа  $E_{210}$ . В МИФИ был разработан РДП для измерения смещения пучка по двум направлениям, использующий только один резонатор, в котором возбуждаются одновременно оба типа колебаний:  $E_{120}$  и  $E_{210}$  [22].

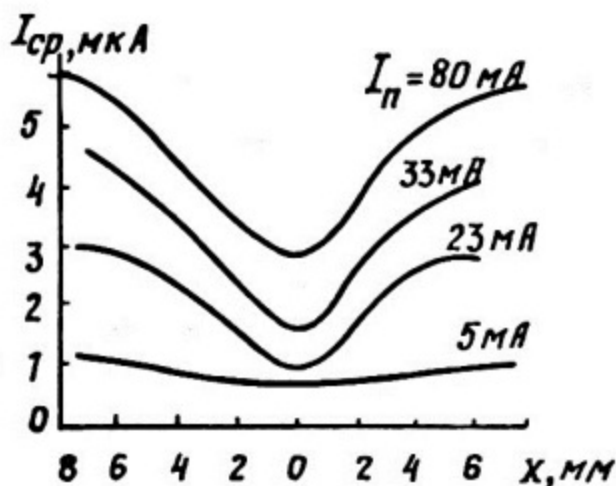


Рис. 15. Зависимость сигнала, снимаемого с резонаторного датчика положения пучка, от поперечного смещения пересекающего пучка относительно резонатора

### 3.4. Комбинированные измерения пучков

Если пучок проходит через слой материала, толщина которого меньше полного пробега частиц данной энергии в этом материале, то происходит частичное поглощение пучка. Оно характеризуется коэффициентом поглощения  $\mathcal{K}$ , который зависит от энергии частиц  $W$  и от толщины материала  $t < R$ , где  $R$  — полный пробег. На этой основе в МИФИ разработан прибор, позволяющий измерять одновременно ток и энергию пучка электронов [23] (рис. 16).

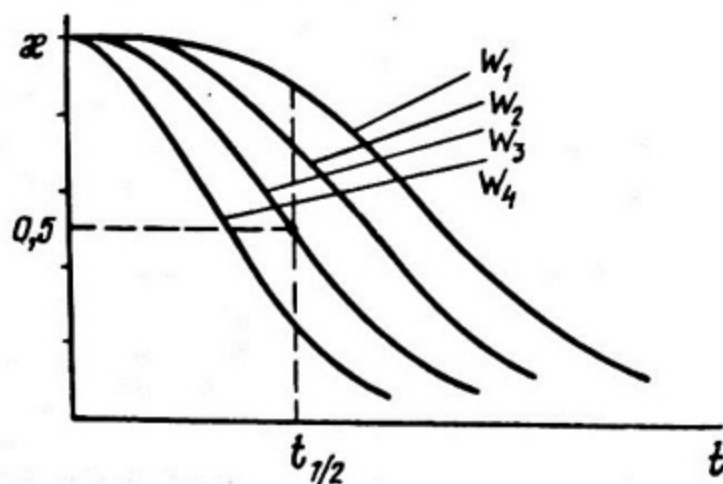


Рис. 16. Зависимость коэффициента токопоглощения пучка при пересечении слоя материала с толщиной меньше полного пробега ( $t_{1/2}$  — толщина половинного поглощения) от толщины материала

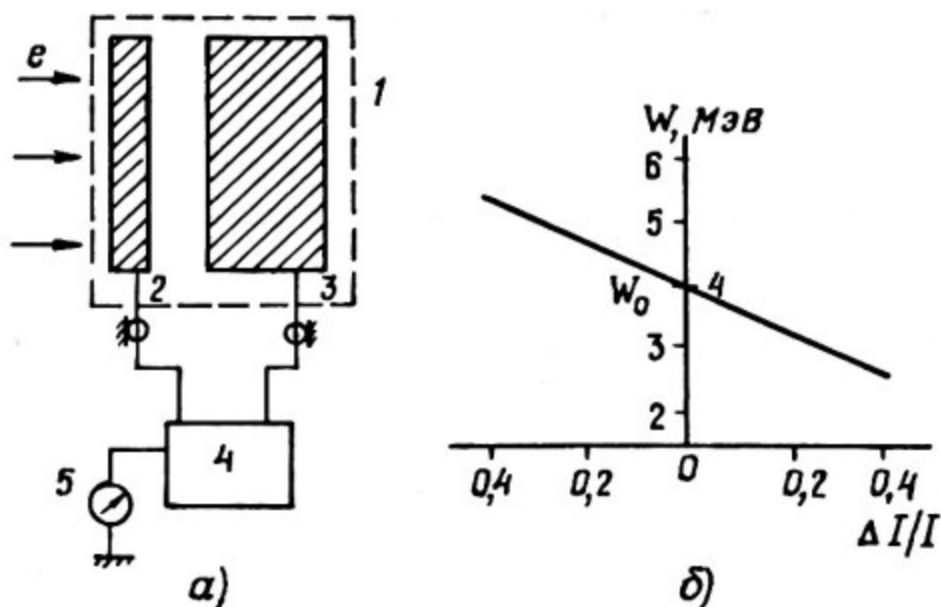


Рис. 17. Прибор для совместного измерения энергии и тока пучка электронов (а); зависимость энергии электронов от относительной разности токов с пластин (б); 1 – блок пластин; 2 – пластина половинного поглощения; 3 – пластина полного поглощения; 4 – схема сравнения; 5 – показывающий прибор

В этом приборе (рис. 17,а) используются две изолированные пластины из алюминия в одном блоке. Первая по ходу пучка пластина имеет толщину, соответствующую поглощению половины тока пучка при некоторой выбранной энергии электронов  $W_0$ , которая расположена примерно в середине диапазона регулировки энергии. Вторая пластина имеет толщину  $t > R$  заведомо больше пробега электронов в алюминии при всех значениях  $W$  в пределах диапазона регулировки. Если энергия электронов равна  $W_0$ , то разность токов с двух пластин  $\Delta I = I_1 - I_2 = 0$ . Если же  $W \neq W_0$ , то разностный ток  $\Delta I \neq 0$  и пропорционален отклонению энергии электронов от опорного значения:

$$W = W_0 + k \Delta I / I. \quad (5)$$

При  $W > W_0$  в первой пластине поглощается менее 50% тока пучка, разностный ток  $\Delta I$  становится отрицательным, т.е. зависимость  $W(\Delta I)$  – убывающая функция. В этом приборе полный ток пучка измеряется попутно как суммарный токовый

сигнал  $I_1 + I_2$ . Диапазон линейности прибора по энергии и значению коэффициента  $k$  можно определить по значениям коэффициентов токопрохождения электронного пучка через различные материалы [24].

Определенный интерес представляет распределение плотности тока пучка по его поперечному сечению. Это распределение проще всего измерить с помощью круглых кусочков засвеченной фотобумаги, подставляемых к тонкой металлической фольге, через которую пучок электронов выводится из ускорителя в атмосферу [25]. Нетрудно подобрать экспозицию фотобумаги под пучком, когда ее эмульсия темнеет (без проявления) пропорционально плотности тока пучка в каждой точке. На кружочках фотобумаги остается подробный поперечный "портрет" пучка, дающий представление о всех его неоднородностях концентрации плотности тока, асимметриях фокусировки и т.д. От "фотопортрета" пучка можно перейти к числовому описанию распределения плотностей тока, если провести приборное денситометрирование потемневших полей эмульсии.

### 3.5. Поля облучения и распределения доз

При облучении объектов частицами различного рода важно знать распределение выделенной энергии вдоль пробега частицы, направленного от поверхности вглубь тела. Эта зависимость носит название кривой глубинных доз (КГД). Она определяется величиной  $dW/dx$  — потерями энергии частицы на единице длины пробега, т.е. линейной передачей энергии (ЛПЭ). Выражения для ЛПЭ приводятся во всех учебниках ядерной физики [27].

Значения ЛПЭ зависят от рода частиц, их энергии, скорости, заряда, от свойств тормозящей среды и от эффектов взаимодействия частицы со средой. В тех случаях, когда преобладают ионизационные потери, зависимость как электронов, так и тяжелых частиц от скорости имеет вид  $dW/dx \sim v^{-2}$ , т.е. ЛПЭ резко возрастает в конце пробега. В случае протонов,  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ионов действительно имеется острый максимум  $dW/dx$  перед остановкой частиц; этот максимум называют пиком Брэгга. Однако для электронов кривая глубинных доз не имеет пика в конце пробега, а пологий максимум ее располагается на глубине примерно  $R/3$ , где  $R$  — полный пробег электронов с данной энергией в облучаемом веществе

(рис. 18). Такой вид КГД для электронов обусловлен многократным рассеянием первичных электронов, в том числе и в обратном направлении, и появлением вторичных электронов в результате процесса ионизации. По мере замедления электронов в среде растет ЛПЭ и число вторичных электронов, т.е. увеличивается плотность поглощения энергии. Но многократное рассеяние уменьшает число электронов, движущихся вперед, и, следовательно, число вторичных электронов. Отсюда возникает широкий суперпозиционный максимум КГД электронов (в отличие от кривой Брэгга для тяжелых частиц). Если по оси абсцисс откладывать отношение пробега электронов к их кинетической энергии, то КГД электронов во всех условиях становятся подобными. Доза на поверхности объекта несколько меньше максимальной, а на глубине примерно  $2R/3$  доза равна дозе на поверхности.

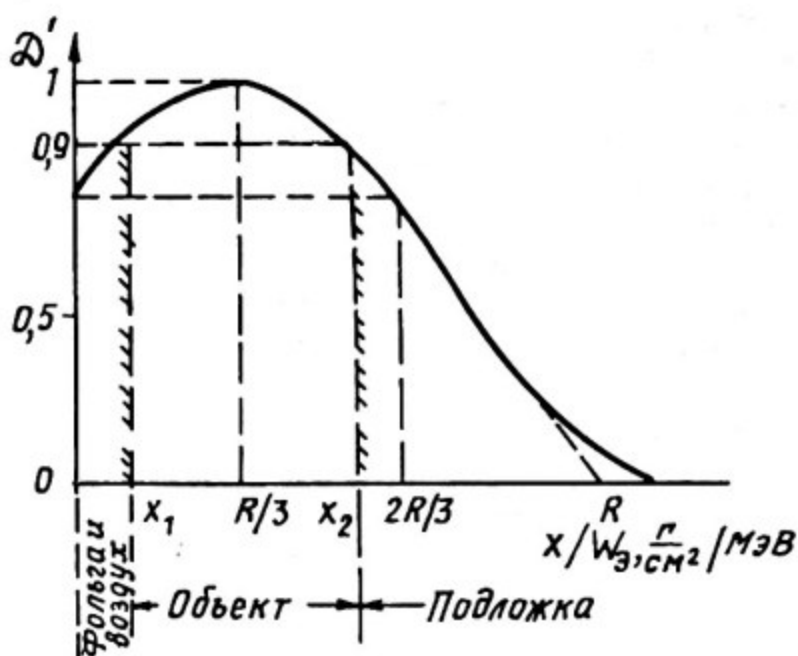


Рис. 18. Кривая глубинных доз электронов в тормозящей среде

Кривую глубинных доз электронов в различных материалах можно получить экспериментально с помощью тонких плоских ионизационных камер, помещаемых на различной глубине материала, если объект допускает нарушение его сплошности. В противном случае используют материалы, имитирующие объект по свойствам поглощения излучения. Например, при изучении поглощения ионизирующих излучений в тканях живых существ применяются такие тканеэквивалентные вещества, как вода и плексиглас.

При облучении объектов электронными пучками с энергией, полученной частицами в ускорителе, необходимо учитывать, что начальная часть КГД приходится не на объект, а на выпускную фольгу ускорителя и на слой воздуха от фольги до объекта. Здесь уместно ввести понятие коэффициента использования пучка (КИП), который часто применяется в качестве характеристики процесса облучения. В общем случае КИП определяется как отношение энергии пучка, поглощенной в объекте, к полной энергии пучка:

$$\eta = W_{\text{погл.об}} / W_{\text{полн.п}} \quad (6)$$

Коэффициент  $\eta$  зависит от геометрических условий облучения, от свойств пучка и облучаемого материала и т.д.

В частном случае КИП может зависеть от требования равномерного распределения поглощенной дозы по объему объекта. Обычно требуют, чтобы неравномерность дозы не превышала 10 - 20%. Значит, можно положить  $\eta = \eta_{\text{пов}} \eta_{\text{гл}}$ , где два множителя зависят соответственно от поверхностной и глубинной равномерности дозы. Если на объекте пучком создается поле облучения определенного размера, то обычно максимальная плотность тока пучка имеет место в центре этого поля. Тогда пучок приходится ограничивать по краям в поперечном направлении специальными коллиматорами таким образом, чтобы границы оставшегося поля соответствовали бы уменьшению плотности тока пучка, например до величины 0,9 от максимума в центре. При этом  $\eta_{\text{пов}} = I_{\text{огр}} / I_{\text{полн}}$ , т.е. этот коэффициент равен относительной доле тока пучка, пропущенной на объект в пределах поля с заданной равномерностью.

По глубине объекта также желательно иметь неравномерность дозы не хуже 10% от максимума. Для этого в пределах КГД в окрестности максимума выбирают интервал глубин, соответствующий падению доз не более чем до величины 0,9 от максимума. Облучаемый объект должен быть размещен в этом интервале КГД электронного пучка. Толщину выпускной фольги и слоя воздуха до поверхности объекта нужно выбрать так, чтобы фольга и воздух занимали начало КГД с малыми дозами вплоть до значения, равного 0,9 от максимума; после объекта, начиная с дозы в 0,9 от максимальной и далее, должна располагаться подложка (см. рис. 18). В этих условиях

$$\eta_{\text{гл}} = \frac{D_{\text{об}}}{D_{\text{фв}} + D_{\text{об}} + D_{\text{под}}} \quad (7)$$

причем дозы в фольге и воздухе, в объекте и подложке соответственно равны:

$$D_{фв} = \int_0^{x_1} D'(x) dx ; \quad (8a)$$

$$D_{об} = \int_{x_1}^{x_2} D'(x) dx ; \quad (8б)$$

$$D_{под} = \int_{x_2}^R D'(x) dx . \quad (8в)$$

Необходимо учитывать, что вид КГД зависит от материала, в котором движутся электроны, т.е. выражения  $D(x)$  на трех участках интегрирования различны.

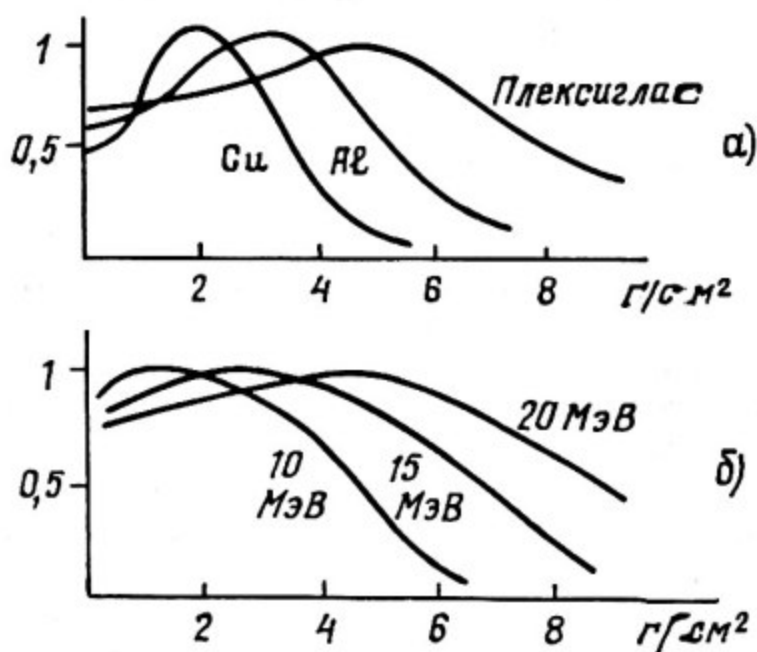


Рис. 19. Зависимости КГД электронов: а - от материала тормозящей среды; б - от энергии электронов

На рис. 19,а показаны КГД электронов в материалах с разными свойствами торможения электронов. Эти свойства зависят от плотности материала и его атомного номера. Можно видеть, что чем тяжелее материал, тем ближе к поверхности располагается максимум КГД и тем меньше поверхностная доза сравнительно с максимальной. Если же меняется энергия

электронов (рис. 19,б), то максимум КГД приближается к поверхности по мере уменьшения энергии электронов; однако по мере приближения максимума к поверхности доза на поверхности увеличивается,

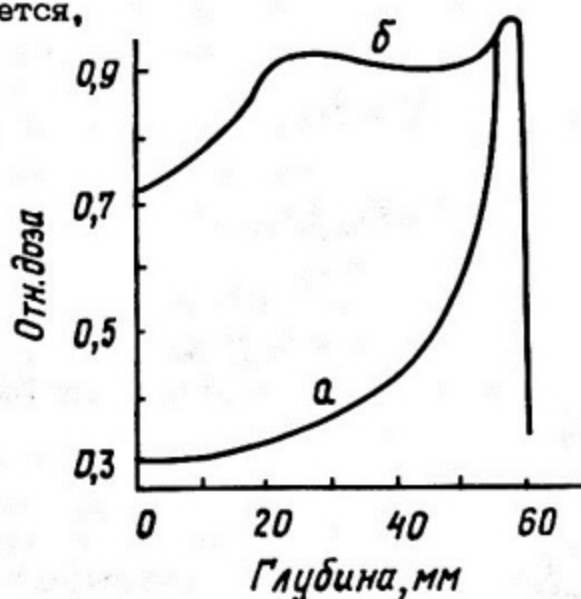


Рис. 20. Кривые глубинных доз протонов в тканеэквивалентном материале:

а — пик Брэгга пучка протонов с энергией 100 МэВ; б — КГД того же пучка, пропущенного через гребенчатый фильтр

Для сравнения приведем некоторые данные о глубинном распределении доз от тяжелых частиц на примере протонов. При использовании протонов для радиационной терапии предпочтительно применять протоны с энергией порядка 200 МэВ, тогда их пробег примерно укладывается в пределах человеческого тела [28]. Главная особенность дозных полей протонов — наличие острого максимума в конце КГД, пика Брэгга (кривая "а" на рис. 20). Это одновременно и достоинство, и недостаток. Протоны с энергией в сотни МэВ чаще всего получают в циклических ускорителях, пучки которых обладают очень высокой моноэнергетичностью ( $\sim 0,1\%$ ) по сравнению с линейными ускорителями. Поэтому пик Брэгга обеспечивает высокую концентрацию дозы в конце пробега протонов, и это удобно при облучении тонких глубинных опухолей. Если же опухоль имеет большую протяженность вдоль пробега протонов, то приходится искусственно увеличивать энергетическую неоднородность пучка протонов для расширения области высокой поглощаемой дозы до размера опухоли. Это достигается пропусканием пучка че-

рез специальные гребенчатые фильтры переменной толщины таким образом, чтобы различные частицы в пучке теряли в фильтре разную энергию. В результате пучок протонов приобретает заданный разброс энергий и соответственно частицы в пучке будут иметь пробеги в ткани не одинаковые, а в пределах заданного интервала.

На рис. 20 показана кривая "б" глубинных доз протонов, пропущенных через фильтр, в результате чего на КГД получена область равномерной высокой дозы протяженностью 4 см.

### 3.6. Формирование полей облучения на ЛУЭ

В производственных радиационных процессах, требующих больших мощностей излучения, перспективно применение ускорителей электронов как высоковольтного, так и высокочастотного типов. Эти ускорители могут служить источниками электронных пучков, а также (при использовании соответствующих мишеней) потоков нейтронов и тормозного  $\gamma$ -излучения.

При конвертировании электронного пучка в тормозное излучение важно знать распределение  $\gamma$ -квантов по энергиям, которое получается как результат взаимодействия электронов с тормозящими их ядрами атомов мишени. Это распределение имеет форму широкого непрерывного спектра, имеющего протяженность по оси энергий  $\gamma$ -квантов от нуля до максимальной энергии, равной энергии электронов в пучке. Таким образом, примерно моноэнергетический пучок электронов порождает пучок тормозного излучения с максимально широким спектром (рис. 21) [29]. Форма энергетического спектра тормозного излучения зависит от мишени, на которую направляется пучок электронов (ее толщина, атомный номер и т.д.). Теоретический расчет энергетического спектра выполнили Шифф и Гайтлер [34].

С практической точки зрения представляет интерес эффективность преобразования электронного пучка в тормозное излучение [3]. На рис. 22,а приведены значения интенсивности тормозного излучения в абсолютных единицах в зависимости от параметров исходного электронного пучка; на рис. 22,б показаны значения энергетического КПД этого преобразования. Если координата пучка вдоль линии развертки обозначена через  $h$ ,

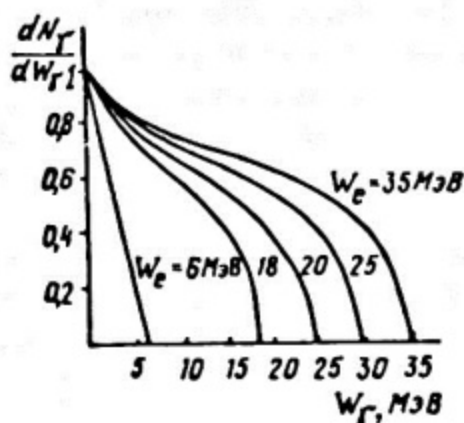


Рис. 21. Энергетический спектр  $\gamma$ -квантов тормозного излучения при различных энергиях электронов

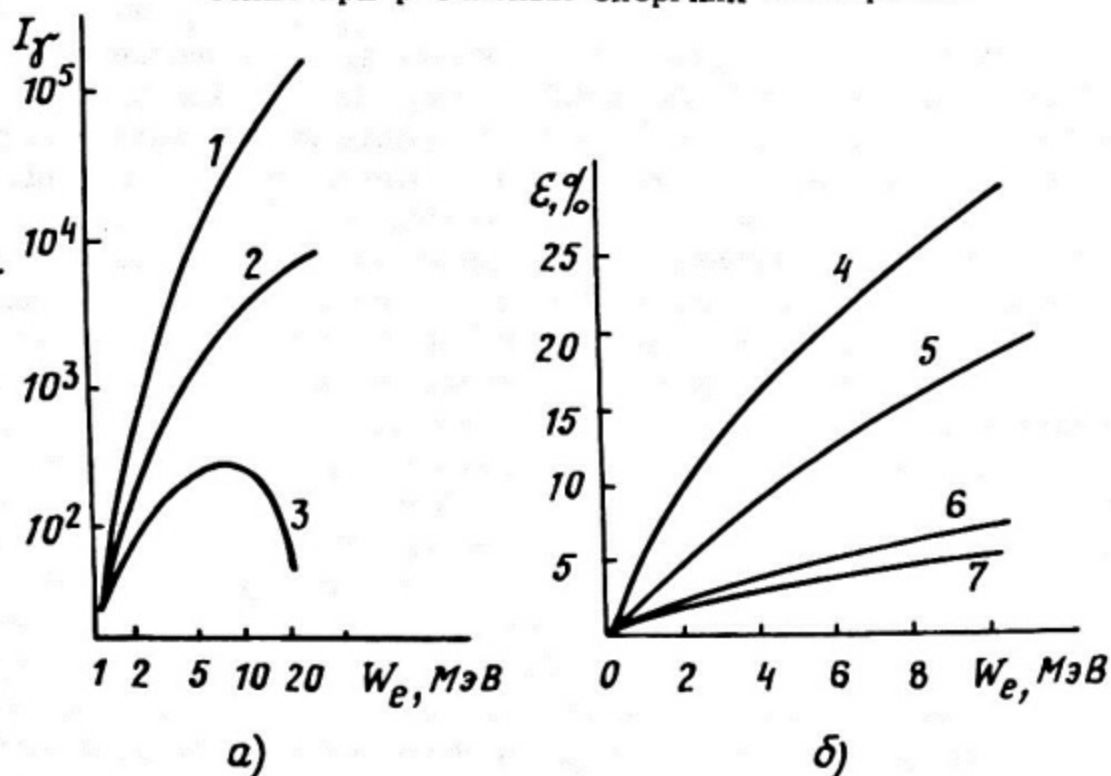


Рис. 22. Зависимость интенсивности тормозного излучения от кинетической энергии электронов (а): 1 — в направлении вперед по пучку в единицах  $P/(m \cdot \text{мин} \cdot \text{мА})$  (в расчете на 1 мА тока пучка); 2 — то же в единицах  $P/(m \cdot \text{мин} \cdot \text{кВт})$  (в расчете на 1 кВт мощности пучка); 3 — то же, что и 2, но в сторону от мишени перпендикулярно к пучку. Коэффициент преобразования энергии электронного пучка в энергию тормозного излучения (б); 4,5 — мишень из вольфрама; 6,7 — мишень из алюминия; 4,6 — полное преобразование; 5,7 — доля преобразования в направлении вперед

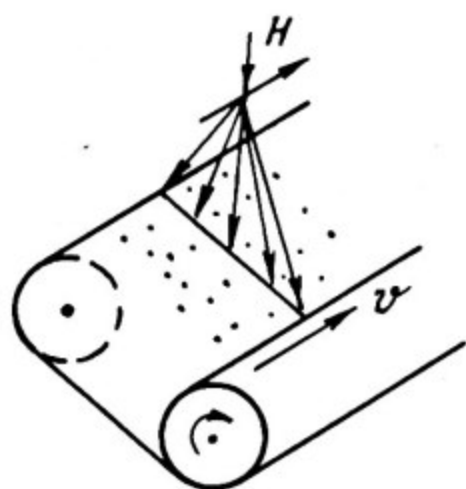


Рис. 23. Облучение сыпучих или пленочных материалов на конвейере с разверткой пучка поперек ленты

то постоянная плотность тока пучка вдоль линии достигается при условиях (рис. 23):

$$dh/dt = \text{const}, \quad (9a)$$

$$h = 4h_{\max} f_p t. \quad (9b)$$

Пучок должен совершать линейные колебания с амплитудой  $h_{\max}$  и с частотой развертки  $f_p$ . Синусоидальные колебания не обеспечили бы постоянство линейной плотности тока пучка, попадающего на объект. Величина  $T_p = 1/f_p$  есть период развертки пучка, за это время пучок проходит путь  $4h_{\max}$ , дважды отклоняясь от середины ленты на расстояния  $\pm h_{\max}$ . Более точно движение пучка описывается не выражением (9a), а пилообразной функцией (рис. 24,а).

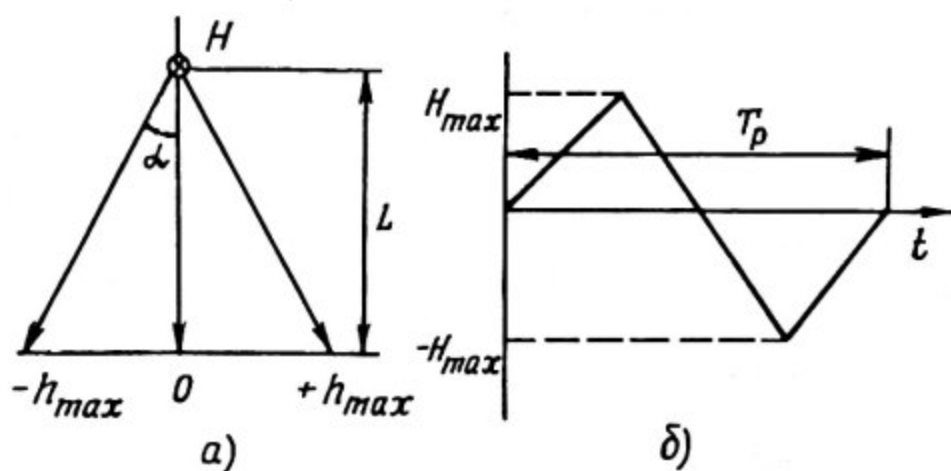


Рис. 24. Геометрия движения развертываемого пучка электронов (а); изменение во времени развертывающего магнитного пучка (б)

Такое движение пучка может быть достигнуто с помощью развертывающего магнитного поля, приложенного в точке развертки на выходе ускорителя. Магнитное поле должно быть направлено параллельно движению ленты конвейера и изменяться во времени также по пилообразно-линейному периодическому закону (рис. 24,б). Можно показать, что амплитуду колебаний магнитного поля следует выбирать согласно условию:

$$H_{max} = \frac{f_p h_{max}}{150 \alpha L} \sqrt{W_k (W_k + W_0)}, \quad (10a)$$

$$\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = h_{max} / L. \quad (10б)$$

Здесь  $L$  — расстояние от точки развертки до поверхности ленты;  $\alpha$  — угол развертки, предполагаемый малым ( $\alpha \ll 1$ );  $W_k$  и  $W_0$  — соответственно кинетическая энергия и энергия покоя электронов. Такой выбор обеспечивает колебания электронного пучка с размахом  $h_{max}$  и с частотой  $f_p$ .

Скорость движения  $v$  ленты конвейера не может быть произвольной и выбирается из условия равномерного облучения площади ленты при ее движении. Если скорость ленты  $v$  слишком велика, то пучок будет выписывать на ней зигзаг с далеко отстоящими зубцами; значительная площадь останется необлученной. Если же скорость  $v$  мала, то последовательные ходы пучка будут накладываться, получится переоблучение, замедлится производительность процесса и равномерность тоже ухудшится. Скорость протяжки  $v$  должна удовлетворять требованию:

$$v = \xi d_{эфф} f_p, \quad (11)$$

где  $d_{эфф}$  — эффективный диаметр следа пучка на ленте; безразмерная величина  $\xi < 1$  определяется оптимальной равномерностью облучения, т.е. за период колебаний пучка лента должна сместиться на расстояние, несколько меньшее диаметра пучка. Требование  $\xi < 1$  — это запрет появления необлученных участков. Расчет показывает, что при  $\xi = 0,8$  неравномерность облучения не превышает 5%.

Далее необходимо учесть, что пучок линейного ускорителя электронов выдается короткими импульсами длительностью  $t_n$  порядка мкс и с периодом повторения  $T_n \gg t_n$ . Частота

повторения импульсов ускорителя  $f_H = 1/T_H$  — обычно несколько сот — несколько десятков герц (импульсов в секунду), т.е. период их повторения порядка единиц — десятков миллисекунд. Следовательно, пучок рисует свою линию следа на конвейере не непрерывно, а "прыжками" по точкам. Между этими следами отдельных импульсов также не должно оставаться необлученных зазоров. Этого можно достичь, если скорость  $u$  движения следа пучка вдоль линии развертки поперек конвейера подчинить аналогичному условию:

$$u = \xi d_{эфф} f_H, \quad (12)$$

где по-прежнему  $\xi < 1$  обеспечивает оптимальную равномерность вдоль линии следа при частичном перекрытии следов отдельных импульсов пучка, перемещающегося скачками по этой линии.

Обычно применяется медленная развертка пучка, характеризующаяся невысокой частотой  $f_p \ll f_H$ . Такая развертка значительно проще быстрой развертки по технике исполнения. Из выражения (9б) можно получить:

$$u = dh/dt = 4h_{max} f_p. \quad (13)$$

Отсюда следует с учетом уравнения (12):

$$\frac{f_p}{f_H} = \frac{\xi}{4} \frac{d_{эфф}}{h_{max}}, \quad (14)$$

т.е. действительно  $f_p \ll f_H$ , так как диаметр пучка много меньше амплитуды его колебаний. Выражение (14) можно рассматривать как указание на способ выбора частоты развертки, обеспечивающий "поперечную" равномерность облучения (вдоль линии развертки); в то же время выполнение условия (11) гарантирует "продольную" равномерность облучения (вдоль ленты конвейера). Условие (14) можно заменить другим, устанавливающим связь  $f_p$  со скоростью ленты  $v$ . Исключая из уравнения (14) и (11) коэффициент перекрытия  $\xi$ , получим:

$$f_p = \frac{1}{2} \sqrt{f_H \frac{v}{h_{max}}}. \quad (15)$$

Быстрая развертка пучка электронов характеризуется условием  $f_p \approx f_H$ ; она может понадобиться в тех случаях, когда надо снизить мгновенную мощность дозы, опускаемой на объ-

ект облучения. Существуют такие промышленные радиационные процессы, в которых важна не только интегральная доза, но и скорость ее набора во времени, т.е. мощность дозы. Часто это связано с побочными тепловыми эффектами при больших мощностях доз. Однако создание быстрой развертки пучка электронов от ускорителя — технически сложная задача; для отклонения пучка частиц с высокой энергией требуются высокие поля, т.е. нужны мощные быстродействующие импульсные устройства. Требования повышения мощности и быстродействия, как правило, противоречивы. Особенно трудно получить быстро меняющиеся магнитные поля ввиду инерционности процессов запасаания и перекачки магнитной энергии.

Узкий пучок электронов можно распределить по площади объекта облучения не только способом линейной развертки (при использовании конвейера), но также телевизионной разверткой по всему полю облучения при неподвижном объекте или рассеянием пучка электронов фольгами и линзами.

## 4. ПРИМЕНЕНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ В ЭЛЕКТРОНИКЕ

### 4.1. Радиационные дефекты в твердых телах

Воздействие излучения на приборы электронной техники может быть двояким, т.е. как полезным, так и вредным. При случайном попадании полупроводниковых приборов в зону излучения произвольного вида, как правило, ухудшаются характеристики этих приборов (коэффициент усиления транзисторов, выпрямляющие свойства диодов). Поэтому существует проблема радиационной стойкости приборов электронной техники. Однако некоторые виды излучения могут, наоборот, улучшить качество этих приборов; например, ионная имплантация создает в полупроводниках примесную проводимость с нужными свойствами.

В обоих случаях изменения в приборах определяются физическими процессами в полупроводниковых материалах, происходящими под действием излучений. Поэтому необходимо рассмотреть элементарные эффекты, наблюдаемые в твердых телах, и, в частности, в полупроводниках при бомбардировке их

частицами высоких энергий. Большинство твердых тел, в том числе и полупроводники, имеют кристаллическую структуру; облучение частицами приводит к определенным изменениям в кристаллах, в результате которых образуются так называемые радиационные дефекты (РД). Они могут быть разной природы (ионизация, нарушение структуры решетки, ядерные реакции), но большинство дефектов электрически подобны донорам, акцепторам и рекомбинационным центрам. Введение РД в кристаллическую решетку сопровождается изменением времени жизни, концентрации и подвижности носителей заряда.

Простейший РД — совокупность пустого узла в решетке (вакансии) и смещенного атома, находящегося в устойчивом положении в междоузлии. Этот РД называется дефектом (или парой) Френкеля. Для возникновения этого РД нужна пороговая энергия  $W_d$ , которую нужно сообщить атому для его смещения. При упругом соударении электрона с атомом наибольшая энергия передается последнему при лобовом столкновении [30]:

$$W_{Amax} = 2m_e c^2 (\gamma^2 - 1)(m_e/m_A); \quad (16a)$$

$$\gamma = \frac{W_{эл}}{W_0} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad \beta = \frac{v_e}{c}. \quad (16b)$$

Здесь  $m_e$  и  $m_A$  — массы электрона и атома;  $W_{эл}$  и  $W_0$  — полная энергия и энергия покоя электрона;  $\gamma$  и  $\beta$  — релятивистский фактор и относительная скорость электрона. Для кремния и германия имеем соответственно:

$$m_{Asi}/m_e \approx 5 \cdot 10^4; \quad m_{AGe}/m_e \approx 1,3 \cdot 10^5. \quad (17)$$

Отсюда можно вычислить максимальную энергию, передаваемую атомам  $Ge$  и  $Si$  в зависимости от кинетической энергии налетающего электрона (табл. 8). Из-за большой разницы масс электрона и атома передача энергии между ними очень мала.

Таблица 8

$W_{\text{э}}^k$ , МэВ	$W_{\text{Ge}}^{\text{max}}$ , эВ	$W_{\text{Si}}^{\text{max}}$ , эВ	$W_{\text{э}}^k$ , МэВ	$W_{\text{Ge}}^{\text{max}}$ , эВ	$W_{\text{Si}}^{\text{max}}$ , эВ
0,01	0,3	0,8	1	59	125
0,1	3,2	8,2	2	177	455
0,5	23	59	3	354	920

В табл. 9 приведены значения пороговых энергий смещения атомов в наиболее часто применяемых материалах полупроводниковых приборов. Если центры атома и электрона не лежат на траектории последнего, то удар будет не лобовым, и в зависимости от углов вылета  $\theta$  атомы будут иметь следующий спектр энергий:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_A}{dW_A} = \frac{4\pi\sigma_0}{W_A^{\text{max}}} \left( \frac{W_A^{\text{max}}}{W_A} \right)^2; \\ \sigma_0 = \left( \frac{Ze^2}{2m_e c^2} \right) \frac{1-\beta^2}{\beta^4}. \end{array} \right. \quad (18a)$$

$$(18b)$$

Здесь  $Z$  – атомный номер выбитого атома,  $c$  – скорость света,  $e$  – заряд электрона. Выражения (18a) и (18b) следуют из известной формулы Резерфорда для кулоновского рассеяния.

Таблица 9

Полупроводник	Si		Ge		Арсенид галлия	
	Si	Ge	Ga	As		
Смещаемый атом	Si	Ge	Ga	As		
Пороговая энергия электрона, кэВ	145 – 173	355 – 380	228	273		
Энергия смещения, эВ	15,8	14,5	8,9	10,1		

На рис. 25 показаны примеры распределений по энергиям смещенных атомов полупроводника. Хотя энергия электронов составляет мегаэлектронвольты, атомы получают десятки элек-

тронвольт (этого может быть достаточно для образования нескольких дефектов). Доля смещенных атомов резко убывает с увеличением их энергии. Начальные участки спектров совпадают при различных энергиях электронов. Можно видеть, что с точки зрения создания дефектов нет смысла повышать энергию электронов более чем до 2 МэВ, так как при этом передача энергии атомам практически не возрастает. Эффекты смещения атомов — устойчивые, т.е. смещенный атом долговременно остается в таком состоянии.

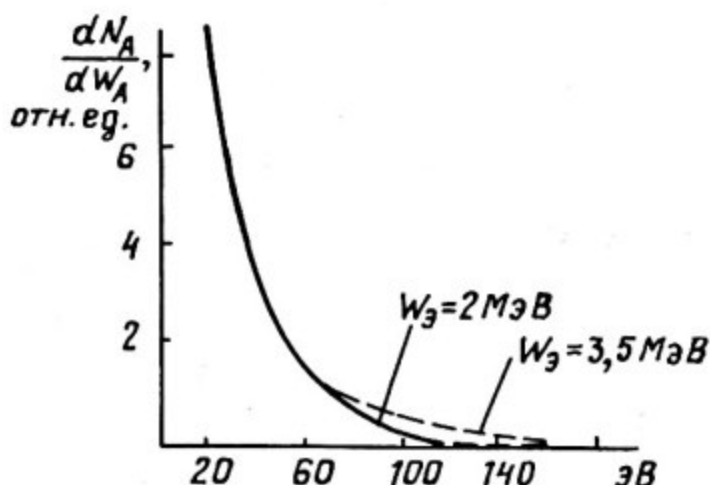


Рис. 25. Энергетический спектр смещенных атомов германия при соударениях с ними электронов

Под действием тяжелых частиц также образуются радиационные дефекты. Например, при упругом рассеянии на ядре быстрого нейтрона этому ядру передается энергия

$$W_A^{max} = \frac{4A}{(1+A)^2} W_H, \quad (19)$$

где  $W_H$  — энергия нейтрона,  $A$  — массовое число ядра. При изотропном рассеянии нейтронов средняя переданная ядрам энергия  $\overline{W_A} = (1/2) W_A^{max}$ . Нейтроны деления урана имеют спектральное распределение со средней энергией 2 МэВ, поэтому средняя энергия ядер отдачи равна  $4/A$  МэВ. Электромагнитное излучение ( $\gamma$ -кванты) дефектов не создает, однако РД возникают в результате образования электрон-позитронных пар и комптоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов с освобождением электронов.

Помимо дефектов Френкеля, возможно образование ассоциации вакансии с другой вакансией (дивакансия) или просто вакансии (дефект Шоттки). Могут быть образованы скопления дефектов (кластеры), это разупорядоченные (деструктурированные) области. Если дефекты имеют характер ядерных реакций, в результате которых образуются новые ядра (примеси), то такой процесс называется трансмутационным легированием. Кроме точечных дефектов, возможны также линейные дефекты (дислокации) [31]. Краевая дислокация – это линия искажения кристаллической решетки вдоль "лишней" полуплоскости (рис. 26,а). Выше линии дислокации атомы сжаты, ниже – растянуты. Винтовая дислокация (или спиральная) – это результат смещения одной части кристалла относительно другой параллельно оси АВ (рис. 26,б).

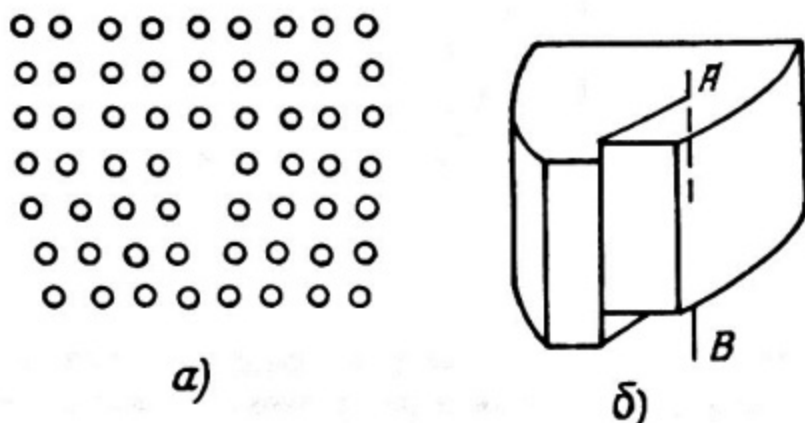


Рис. 26. Краевая (а) и винтовая (б) дислокации в кристалле

Кремний может иметь под влиянием электронной бомбардировки некоторые характерные дефекты, обладающие парамагнитными свойствами. А-центры представляют собой ассоциации вакансий и атомов кислорода, обычно присутствующих в кремнии. Атом кислорода смыкает две разорванные связи, возникающие вблизи вакансии (рис. 27,а). Две оставшиеся связи перераспределяются между двумя остальными ближайшими вакансиями атомами. Е-центры – второй тип ассоциации вакансии и донорного примесного атома фосфора в кремнии (рис. 27,б). Энергетический уровень А-центров, заполняемый неспаренным электроном, удален на 0,17 эВ от дна зоны проводимости. С Е-центрами связаны уровни захвата электронов на глубине 0,40 эВ от дна зоны проводимости.

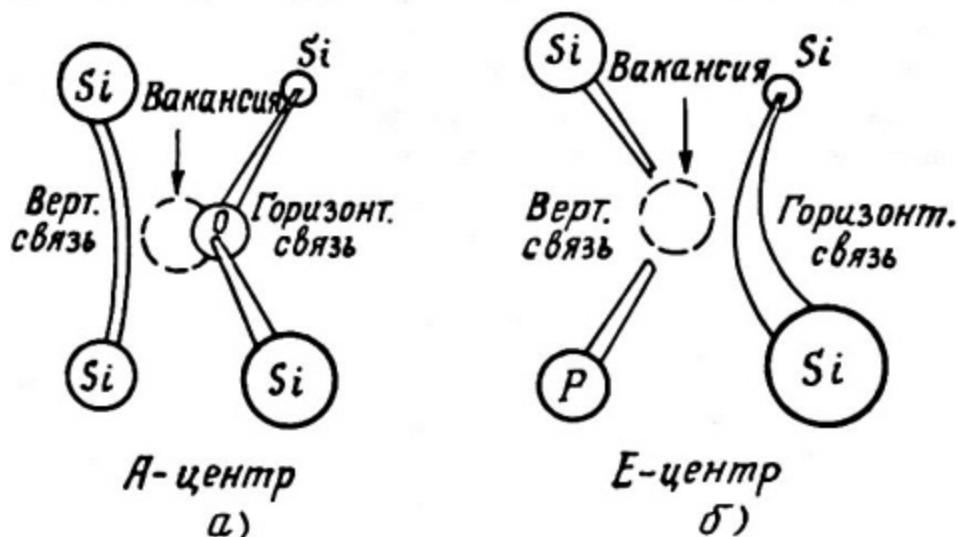


Рис. 27. Характерные радиационные дефекты в кремнии

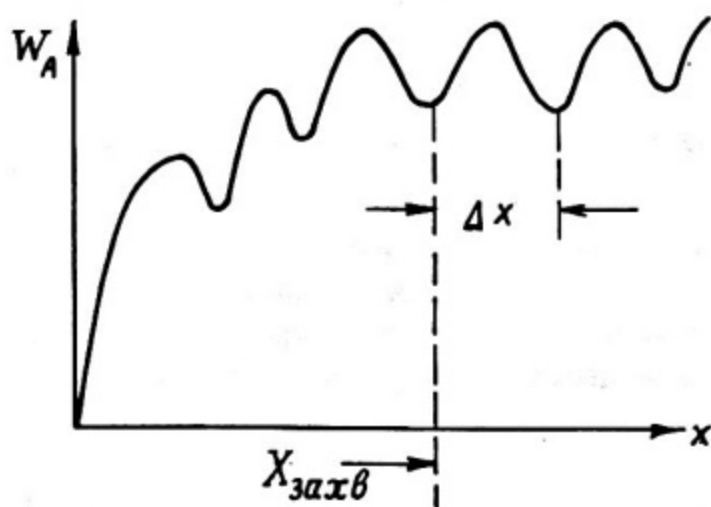


Рис. 28. Энергетическая диаграмма смещенного атома

На рис. 28 показана зависимость потенциальной энергии дефекта Френкеля от расстояния смещения атома. При малых расстояниях энергия круто возрастает, что соответствует работе удаления атома из узла. Первый минимум соответствует ближайшему междоузлию, последующие минимумы разнесены на межатомные расстояния  $\Delta x$ . Степень устойчивости РД определяется глубиной локальной потенциальной ямы. При нагреве облученного полупроводника происходит уменьшение количества РД, идет так называемый отжиг радиационных дефектов.

Физически отжиг соответствует увеличению энергии смещенных атомов при нагреве, в результате чего они становятся способными к диффузии вдоль решетки кристалла. Диффундировать могут также и вакансии. При встрече смещенного атома и вакансии исходное состояние решетки восстанавливается. Температура отжига примерно соответствует энергии активации процессов, приводящих к уничтожению РД.

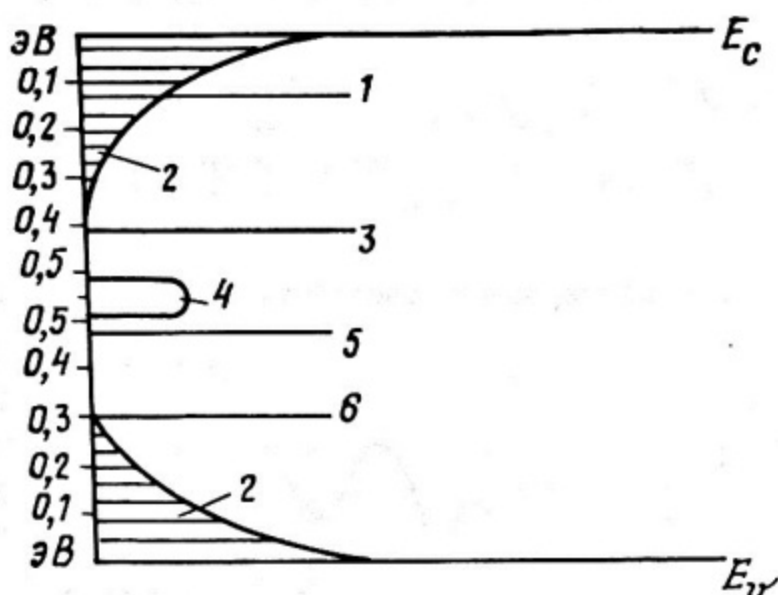


Рис. 29. Спектр энергетических уровней радиационных дефектов в кремнии:

1 - А-центры; 2 - дефекты Френкеля; 3 - Е-центры; 4 - дивакансии; 5 - дефекты от примесей бора; 6 - дефекты от примесей кислорода

На рис. 29 показан энергетический спектр уровней радиационных дефектов в кремнии в сопоставлении с природой дефектов, возникших при облучении кристалла электронами или нейтронами. В очищенном кремнии, не содержащем примесей, есть только уровни, соответствующие дефектам Френкеля.

Возникновение новых энергетических уровней меняет концентрацию и подвижность носителей заряда. Рассмотрим полупроводник  $n$ -типа при введении акцепторов с уровнем энергии  $W_a^*$  в запрещенной зоне в результате облучения [32]. Для расчета изменения концентрации можно считать, что скорость удаления свободных носителей пропорциональна скорости образования дефектов, ответственных за это. Дифференциальное

уравнение, описывающее изменение концентрации свободных носителей заряда при облучении, имеет вид:

$$\frac{dn}{d\Phi} = -n \left( \frac{K_a}{n^*} \frac{dN_a^*}{d\Phi} \right). \quad (20)$$

Здесь производные означают скорости изменения соответствующих величин по полному потоку облучения  $\Phi$  (част./см<sup>2</sup>), а не по времени;  $n$  — концентрация носителей (см<sup>-3</sup>);  $n^*$  — концентрация электронов при  $W_\Phi = W_a^*$ ;  $W_\Phi$  — начальное положение уровня Ферми [33];  $N_a^*$  — концентрация образуемых РД;  $K_a$  — постоянный коэффициент. Величину в скобках в уравнении (20) можно рассматривать как константу. Решение уравнения (20) имеет вид:

$$n = n_0 \exp \left( - \frac{K_a}{n^*} \frac{dN_a^*}{d\Phi} \Phi \right). \quad (21)$$

Таким образом, в рассмотренном случае, когда излучение генерирует акцепторы, концентрация электронов в полупроводнике убывает по сравнению с начальным значением  $n = n_0$  при  $\Phi = 0$ . Уменьшение  $n$  приводит к уменьшению проводимости полупроводника:

$$G = e\mu n(\Phi). \quad (22)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона;  $\mu$  — подвижность носителей заряда в полупроводнике;  $\mu(\Phi)$  также зависит от потока облучения, однако эта зависимость, по крайней мере, на порядок слабее зависимости  $n(\Phi)$ .

Образующиеся в результате облучения электроактивные центры увеличивают скорость рекомбинации свободных носителей заряда  $n^-$  и  $p^-$ -типа, что приводит к уменьшению их времени жизни:

$$\Delta\tau_n = 1/c_n N_l(\Phi); \quad \Delta\tau_p = 1/c_p N_l(\Phi). \quad (23)$$

Здесь  $c_n$ ,  $c_p$  — коэффициенты рекомбинации электронов и дырок;  $N_l$  — концентрация ловушечных центров. Поскольку, очевидно,

$$N_l = K_l \Phi, \quad (24)$$

мы получаем время жизни носителей заряда в зависимости от интегрального потока облучения:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + K_{\tau} \Phi. \quad (25)$$

Здесь  $\tau_0$  — исходное время жизни при отсутствии облучения;  $K_{\tau}$  — коэффициент радиационного уменьшения времени жизни носителей заряда в полупроводнике, зависящий от вида излучения, его энергии и т.д. Зависимость (25) широко используется при анализе изменения характеристик полупроводниковых приборов под действием потоков частиц высоких энергий.

В полупроводниках следует различать среднюю энергию ионизации  $\mathcal{E}$  и потенциал ионизации  $U_i$ . Обычно  $\mathcal{E} > eU_i$ , причем  $U_i$  порядка ширины запрещенной зоны. Ионизация в полупроводнике обусловлена передачей электрону от излучения такой энергии, при которой возможен переброс электрона в зону проводимости из валентной зоны. Например для германия ширина запрещенной зоны 0,665 эВ, а экспериментальные величины  $\mathcal{E}_{\alpha} = 2,85$ ;  $\mathcal{E}_{\beta} = 2,4$ ;  $\mathcal{E}_{\gamma} = 2,5$  эВ. Для кремния  $\Delta W_{запр} = 1,12$  эВ;  $\mathcal{E}_{эксп} = 3,55 - 4,0$  эВ. Дело в том, что электроны даже с энергией, больше  $eU_i$ , не всегда способны вызвать ионизацию. На каждый акт ионизации приходится несколько актов рассеяния электронов высокой энергии в кристалле. Эти акты рассеяния сопровождаются генерацией фононов, т.е. колебаний решетки с некоторой определенной энергией. При колебаниях решетки энергия этого процесса квантована; энергия  $W_{фон}$  этих квантов (фононов) равна 0,063 эВ для Si и 0,037 эВ — для Ge. Если сравнить пробеги электрона между актами ионизации и рассеяния  $\lambda_{ион}$  и  $\lambda_{рас}$ , то число фононов на один акт ионизации будет равно:

$$r = \lambda_{ион} / \lambda_{рас} > 1. \quad (26)$$

Соответственно средняя энергия ионизации

$$\mathcal{E} = eU_i + rW_{фон} + 2\mathcal{E}^*, \quad (27)$$

где  $\mathcal{E}^*$  — избыточная энергия образованной при ионизации электронно-дырочной пары.

Электроны высокой энергии, движущиеся в полупроводниковом кристалле, тратят свою энергию как на ионизацию, так и на тормозное излучение. При критическом значении энергии

$W_{кр}$  эти затраты равны. Для германия  $W_{кр} = 11$  МэВ, для кремния — 28 МэВ. Обычно в радиационных процессах с полупроводниками энергия электронов меньше 10 МэВ, поэтому преобладает ионизация. Распределение вдоль пробега концентрации созданных в кристалле при ионизации электронно-дырочных пар повторяет кривую глубинных доз электронов в любом твердом теле (см. рис. 18 и 19).

Эффективность ионизации характеризуется дозой излучения, поглощенной в полупроводнике. При энергии пучка электронов в диапазоне 1 — 10 МэВ доза в 1 рад, поглощаемая в кремнии, достигается при интегральном потоке  $3 \cdot 10^7 - 9 \times 10^6$  электрон/см<sup>2</sup>. Скорость генерации избыточных носителей заряда в полупроводнике в результате ионизации равна [32]:

$$g = 100 \rho \dot{D} / \epsilon = \delta \dot{D}. \quad (28)$$

Здесь  $\rho$  (г/см<sup>3</sup>) — плотность полупроводника;  $\dot{D}$  (рад/с) — мощность дозы; размерность  $g$  — число электронно-дырочных пар в секунду. Величина  $\delta = 100 \rho / \epsilon$  — эффективность ионизации, выражаемая в единицах пар/(см<sup>3</sup>·с); она равна  $4,3 \times 10^{13}$  для кремния и  $1,1 \cdot 10^{14}$  для германия.

При постоянном воздействии излучения в полупроводнике идут одновременно два процесса: генерация и рекомбинация электронно-дырочных пар. При их равновесии устанавливается стационарная концентрация избыточных носителей заряда (соответственно  $\Delta n$  электронов и  $\Delta p$  дырок):

$$\Delta n = g \tau_{n \text{эфф}}; \quad \Delta p = g \tau_{p \text{эфф}}, \quad (29)$$

где  $\tau_{n,p \text{эфф}}$  — эффективное время жизни неравновесных носителей в полупроводнике. Проводимость кристалла при ионизации увеличивается на величину

$$\Delta G = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p), \quad (30)$$

а после прекращения облучения проводимость восстанавливается, понижаясь до исходного значения по закону:

$$G(t) = G_0 + \Delta G \exp(-t/\tau_{\text{эфф}}). \quad (31)$$

## 4.2. Ионная имплантация

Радиационное легирование полупроводников как метод управления их электрофизическими свойствами известно с 1957 г. Атомы основных материалов электроники, кремния и германия, имеют 4 электрона на внешней оболочке. Атом фосфора имеет 5 электронов на внешней оболочке, один электрон он может отдавать, т.е. является донором и может создавать в Si и Ge  $n$ -проводимость. Наоборот, атом бора имеет на внешней оболочке 3 электрона, является акцептором и создает  $p$ -проводимость. При ионной имплантации ионы фосфора или бора ускоряются в форме пучка частиц до некоторой энергии и внедряются в основной полупроводник на соответствующую глубину при облучении его пучком ионов.

Донорными ионами могут быть также ионы пентавалентного мышьяка и других элементов. При ионной имплантации в полупроводнике неизбежно возникают радиационные дефекты, частично стабильные; они имеют уровни захвата носителей в запрещенной зоне и вызывают увеличение удельного сопротивления. Отжиг при  $500 - 600^\circ\text{C}$  устраняет РД, существенно снижает сопротивление кремния и, кроме того, переводит внедренные, но неактивные атомы фосфора, в электрически активное (донорное) состояние.

Ориентировочные режимы имплантации: энергия ионов  $30 - 400$  кэВ, токи пучка  $1 - 1000$  мкА, скорость внедрения  $10^9 - 10^{16}$  ион/(с·см<sup>3</sup>), площадь облучения несколько см<sup>2</sup>. При энергии 30 кэВ ионы фосфора внедряются в кремний на глубину  $0,05$  мкм. После отжига  $p$ - $n$  переход углубляется до  $0,75 - 1,1$  мкм, т.е. до глубины в  $15 - 20$  раз больше начальной; одновременно с отжигом идет диффузия внедренных атомов.

В полевых транзисторах со структурой типа МОП (металл-окисел-полупроводник) ионная имплантация используется для управления пороговым напряжением затвора [36]. На рис. 30 показана схема этого процесса. Облучение производится после того, как были сформированы области истока и стока путем диффузии бора в подложку  $n$ -типа. Процесс внедрения позволяет вводить контролируемый заряд через затворный окисел в расположенную под ним полупроводниковую подложку для получения данного порогового напряжения. Необходимая доза, выраженная в числе внедренных частиц, составляет

$10^{11} - 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>, что соответствует концентрации бора  
 $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

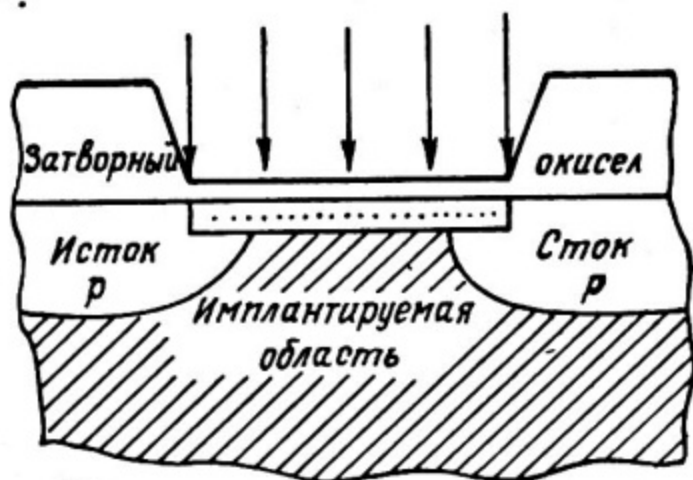


Рис. 30. Ионная имплантация при производстве полевых МОП-транзисторов

Правильная кристаллическая структура необходима для нормальной работы прибора. Однако при торможении иона в решетке Si вдоль его следа образуется сильно разупорядоченная область, а при больших дозах возможна полная аморфизация слоя. При отжиге РД происходит рекристаллизация аморфного слоя, причем при 550 °С до 80% внедренных атомов становятся электрически активными за 30 мин. Иногда при высоких дозах перевод атомов в электрическое активное состояние требует температур отжига до 900 °С. Температуры 900 - 1000 °С используются, когда для приборов с управлением зарядом коэффициент использования примесей должен приближаться к 100%.

Если отжиг производится при температурах 1100-1200 °С, то ионная имплантация используется как контролируемый предварительный этап внедрения примеси перед высокотемпературной диффузионной разгонкой. Такая диффузионная разгонка применяется обычно при легировании кармана p-типа в комплементарных МОП-схемах (рис. 31).

Основные успехи ионной имплантации связаны с управлением зарядом. При этом характерна возможность точного контроля легирующей примеси, вводимой в образец, измерением тока облучающего пучка ионов. Наиболее часто применяемая концентрация внедренных атомов должна быть на порядок больше исходного уровня легирования; это необходимое условие реализации точности, присущей ионному легированию.

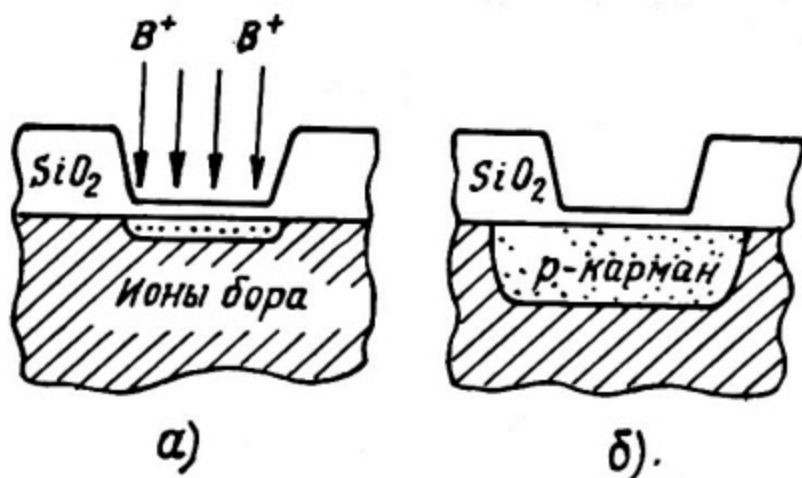


Рис. 31. Ионная имплантация как источник примеси для последующей диффузии:

а — предварительное внедрение примеси; б — диффузионная разгонка

Таким образом, существуют две главные области применения ионной имплантации: а) легирование приповерхностного слоя для сдвига порогового напряжения в МОП-транзисторах; б) управляемое предварительное введение примесей для диффузионной разгонки (обычно для легирования карманов  $p$ - ,  $n$ - типа).

Регулирование порогового напряжения МОП-транзисторов при имплантировании может быть выполнено без воздействия на другие параметры прибора. Чтобы возбудить (или "обогащить") проводящий канал между контактами истока и стока, потенциал затвора должен превышать пороговое (или "включающее") напряжение, которое зависит от контактных разностей потенциалов, от поверхностного связанного заряда и от объемного заряда на единице площади. Обычно пороговое напряжение порядка  $-2$  В для  $p$ -канального МОП-транзистора с алюминиевым затвором при поверхностном заряде порядка  $2 \cdot 10^{11}$  электрон/см<sup>2</sup> и толщине затворного окисла около  $0,1$  мкм.

Ионы бора, внедренные в  $p$ -канальный МОП-транзистор, эффективно уменьшают величину объемного заряда; при этом отрицательные пороговые напряжения смещаются в сторону положительных значений. При внедрении  $9 \cdot 10^{11}$  ион/см<sup>2</sup> и более прибор начинает работать в режиме обеднения, а не обогащения, как раньше. При внедрении ионов фосфора в подложку  $n$ -типа повышается пороговое напряжение приборов, работающих в режиме обогащения.

Имплантация для предварительного введения примеси применяется в специальных случаях. В интегральных схемах часто используются МОП-приборы с  $n$ - и  $p$ -каналами. Обычное решение этой задачи — создание на пластине  $n$ -типа локализованных областей  $p$ -типа ( $p$ -карманов). Их можно сформировать, используя легированный окисел в качестве источника диффузии. Однако имплантация ионов низкой энергии ( $10 - 50$  кэВ) через тонкую пленку окисла позволяет легче управлять легирующей примесью. На рис. 32 данные соответствуют энергии ионов бора, равной  $30$  кэВ, и дозе  $3 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-2}$ ; начальная глубина внедрения  $0,1$  мкм роли не играет. Таким образом можно регулировать уровень легирования подложки в пределах  $10^{15} - 10^{19}$   $\text{см}^{-3}$ .

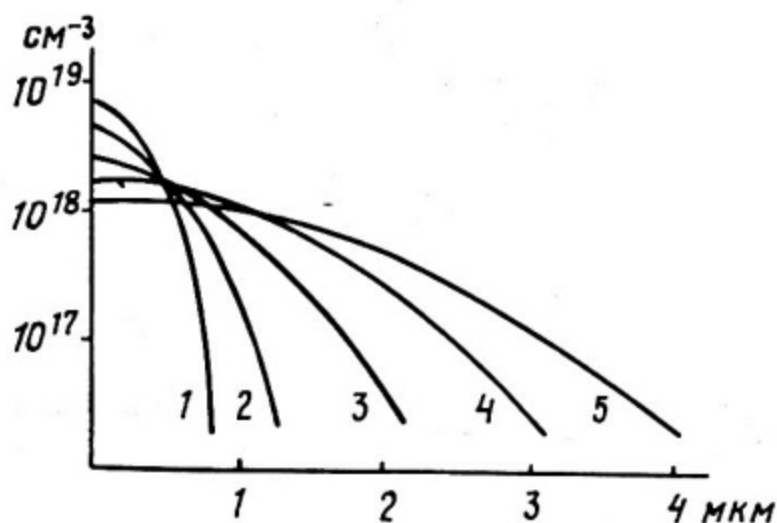


Рис. 32. Профили распределений по глубине имплантированных ионов бора после диффузионной разгонки при  $1100^{\circ}\text{C}$ : 1 — 15 мин; 2 — 1 ч; 3 — 4 ч; 4 — 9 ч; 5 — 16 ч

Преимущество диффузии из имплантированных слоев — возможность независимо задавать количество внедренных атомов легирующей примеси. При обычной термодиффузии предварительное введение примеси ограничивается ее растворимостью в твердом теле при заданной температуре. Ионная имплантация позволяет получать концентрации за пределами растворимости.

Рассмотренные основные случаи (управление пороговым напряжением и имплантация перед диффузией) не требуют точного глубинного профиля распределения ионов. Однако точный профиль внедренных ионов нужен в полупроводниковых приборах

СВЧ-типа (ЛПД-диоды, варакторы, биполярные СВЧ-транзисторы) так же, как и точное значение введенного заряда. Для данной комбинации ион-подложка профиль распределения зависит от энергии ионов, ориентации пучка относительно кристаллической решетки и от диффузии в процессе облучения или после него при термообработке (рис. 33). С увеличением энергии ионов распределение расширяется и смещается в глубину, достигая в среднем 1,1 мкм при энергии 300 кэВ.

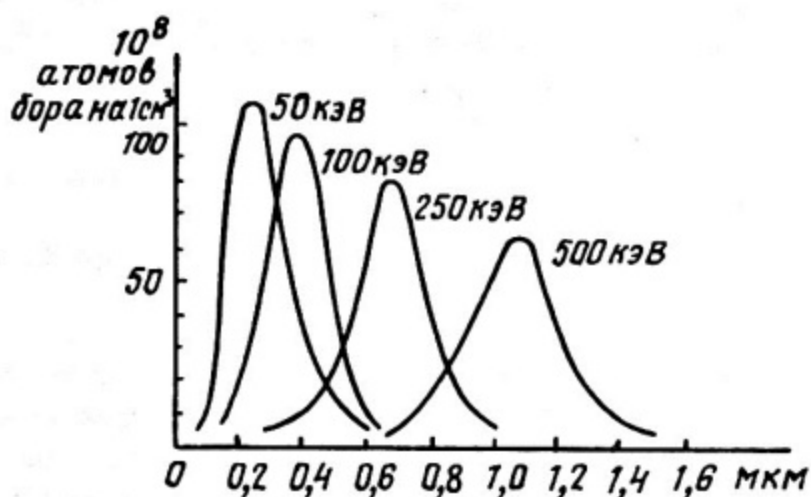


Рис. 33. Распределение в кремнии концентрации  $^{10}B^+$ , введенного с различной энергией при комнатной температуре

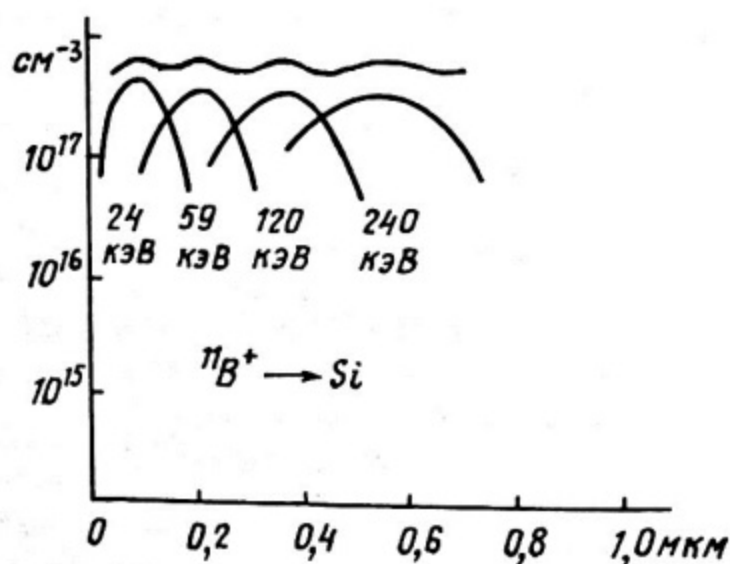


Рис. 34. Формирование равномерного профиля внедренных ионов при облучении с различными энергиями

Применяя специальные режимы облучения (дискретное облучение с разными энергиями и с разными временами), можно создавать равномерное по глубине распределение имплантированных ионов. Оно нужно для образования активных протяженных областей в СВЧ-приборах. На рис. 34 показана область  $P$ -типа равномерного распределения бора в кремнии в двухпролетном IMPATT-диоде. Глубина равномерной области 0,6 мкм соответствует рабочей частоте диода 60 ГГц.

При производстве биполярных транзисторов ионная имплантация пока находит меньшее применение. Но в принципе она может позволить изготовление биполярных транзисторов с воспроизводимыми характеристиками, так как доза и однородность пучка по площади поддаются точному контролю. Управление дозой при создании базы дает возможность регулировать коэффициент усиления тока. Если же регулировать энергию ионов и тем самым влиять на профиль примеси в базе, то можно менять эффективную ширину базы и соответственно частотные характеристики транзистора.

#### 4.3. Влияние облучения на характеристики электронных приборов.

Воздействие облучения на полупроводниковые диоды приводит к ухудшению их выпрямляющих свойств [30, 32]. В зависимости от типа диода радиационная стойкость определяется главными деформациями вольт-амперной характеристики: прямой ветви — для кремниевых диодов и обратной ветви — для германиевых диодов. При решении вопроса о том, какой полный поток облучения (или дозу) на диод можно допустить без нарушения функциональной работы устройства, задаются: для кремниевых диодов — допустимым изменением падения напряжения прямой ветви, либо прямого сопротивления; для германиевых диодов — предельно допустимой величиной обратного тока насыщения либо допустимым его относительным увеличением. Независимо от характера этих изменений диод при облучении теряет свою главную особенность, вентильные свойства, и превращается в линейное сопротивление (малое у германия и большое у кремния). На рис. 35 показан характер изменения прямой ветви вольт-амперной характеристики кремния.

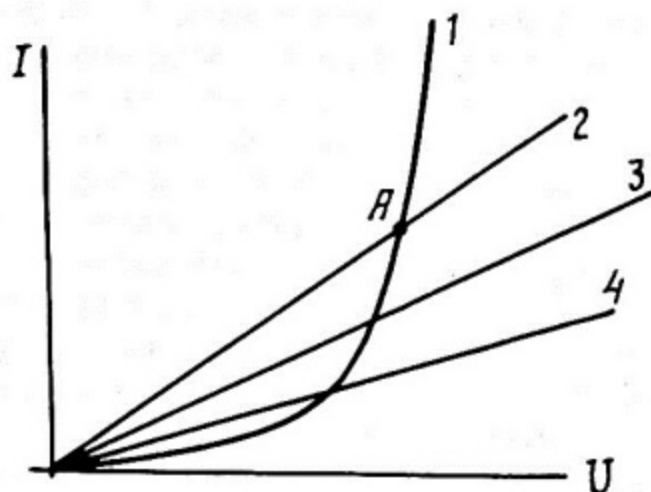


Рис. 35. Изменение прямой ветви вольт-амперной характеристики кремниевых диодов:

1 - до облучения; 2, 3, 4 - после облучения при последовательно возрастающих дозах

Прямая ветвь в области больших токов описывается выражением:

$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{U - I r_B}{\varphi_T} \right) - 1 \right]; \quad (32)$$

в области малых токов:

$$I = e A_{pn} (x_1 + x_2) \frac{\varphi_T}{\varphi_B - U} \frac{n_i}{\tau} \exp \left( \frac{U}{2\varphi_T} \right). \quad (33)$$

Здесь  $I_0$  - тепловой ток;  $r_B$  - сопротивление базы;  $\varphi_T = kT/e$  - температурный потенциал;  $A_{pn}$  - площадь  $p-n$  перехода;  $(x_1 + x_2)$  - ширина обедненных областей у  $p-n$  перехода;  $\varphi_B$  - потенциальный барьер;  $n_i$  - концентрация свободных носителей в собственном полупроводнике;  $\tau$  - их время жизни. Согласно уравнению (25), время жизни носителей убывает с ростом дозы облучения; следовательно, при этом возрастает прямой ток диода. Это вытекает из уравнения (33) и видно на рис. 35 в области малых токов.

Уменьшение наклона вольт-амперной характеристики диодов при облучении можно объяснить увеличением сопротивления базы:

$$r_B = (\rho_B / A_B) j_B(\Phi); \quad (34a)$$

$$j_B(\Phi) = j_B(0) \exp(K_p \Phi). \quad (34b)$$

Здесь  $\rho_B$  и  $A_B$  — длина и ширина базы;  $\rho_B$  — удельное сопротивление;  $K_p$  — коэффициент радиационного возрастания удельного сопротивления. Подставляя уравнение (34) в уравнение (32), видим, что с ростом дозы облучения значение прямого тока уменьшается в области больших токов. Под величиной  $\Phi$  понимается интегральный поток облучения, т.е. полное число частиц, внедренных на единицу площади объекта за все время облучения. Иногда пользуются термином "поток облучения" для обозначения числа частиц, приходящих на образец в единицу времени (за секунду). В нашем случае интегральный поток облучения по существу эквивалентен понятию дозы, выраженной в част./см<sup>2</sup>.

Падение напряжения на диоде можно представить в виде

$$U = U_{pn} + U_B, \quad (35)$$

где правая часть уравнения соответствует падению напряжения на p-n переходе и на базе. При облучении диода  $U_{pn}$  уменьшается,  $U_B$  — увеличивается. Этими процессами объясняется поведение прямой ветви характеристики в целом. Очевидно существует точка, в которой эти противодействующие процессы взаимно уравновешиваются. На рис. 35 — это точка А, соответствующая пересечению исходной характеристики диода с характеристикой после малой дозы облучения. Точка А условно разделяет области малых и больших токов, в которых преобладает изменение  $U_{pn}$  или изменение  $U_B$ . В самой точке А выполняется условие:

$$\frac{\partial U_{pn}}{\partial \Phi} + \frac{\partial U_B}{\partial \Phi} = 0, \quad (36)$$

т.е. изменений тока и напряжения диода нет. При выборе рабочей точки диода вблизи А параметры диода в результате облучения меняются минимальным образом.

Обратная ветвь диода описывается двумя основными параметрами: обратным током и напряжением пробоя. Обратный ток в состоянии насыщения (при больших запирающих напряжениях) — это постоянная величина; полагая в уравнении (32)  $U \rightarrow \infty$ , получим для обратного тока насыщения величину  $I_0$ . 65

Тепловой ток  $I_0$  сильно зависит от температуры; он равен нулю при абсолютной температуре, равной нулю. Тепловой ток играет определяющую роль в германиевых диодах и не дает заметного вклада в обратный ток кремниевых диодов. В случае германиевых диодов при концентрации свободных электронов в эмиттере  $n_{03}$  и в базе  $n_{05} \ll n_{03}$  (база  $p$ -типа) имеем:

$$I_0 \approx e D_n A_{pn} p_{05} / L_B . \quad (37)$$

Здесь  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов в базе;  $L_B = \sqrt{D_n \tau_n}$  — диффузионная длина;  $p_{05}$  — концентрация свободных дырок в базе. Выражение (37) действительно в случае широкой базы диода  $l_B > L_B$ . Для германиевых диодов диффузионная компонента обратного тока — основная. В этих условиях очевидно, что обратный ток  $I_0$  возрастает вследствие уменьшения при облучении  $L_B$  и времени жизни носителей заряда  $\tau_n$ . Некоторое уменьшение  $p_{05}$  в германиевых диодах не меняет этой картины. В экспериментах с облучением германиевых диодов обратный ток, как правило, возрастает.

Облучение диодов увеличивает их пробойную прочность; возрастает максимальное напряжение, которое может выдержать диод в обратном направлении без пробоя (пробивное напряжение). Это связано с уменьшением проводимости материала при облучении. Напряжение пробоя возрастает при любом механизме пробоя (лавинном, зенеровском). Это явление выражено сильнее для материалов с большим удельным сопротивлением. Данные рис. 36 относятся к кремнию с диффузионным легированием бором с удельным сопротивлением  $\rho = 20 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  (для  $\rho = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  напряжение пробоя не меняется при облучении). Кроме того, характеристика при возрастающих дозах становится мягкой, ток начинает увеличиваться еще до наступления пробоя.

Переходя к воздействию облучения на транзисторы, следует помнить, что основная роль диодов — выпрямление сигналов, а транзисторов — усиление сигналов. Конструктивно биполярные транзисторы могут выполняться в вариантах  $npn$  или  $pnp$ ; схемное исполнение транзисторных усилителей возможно с общим эмиттером или с общей базой. Если для примера взять  $pnp$ -транзистор, включенный по схеме с общей базой, то можно ввести коэффициент инжекции  $\gamma$ , под которым понимают

относительную величину тока через переход эмиттер-база, обусловленную инжекцией носителей заряда в базу (в нашем случае дырок) [33]:

$$\begin{cases} \beta = i_p / (i_p + i_n); & (38a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \beta < 1; \quad \beta = 1. & (38b) \end{cases}$$

Часто  $\beta$  называют эффективностью эмиттера.

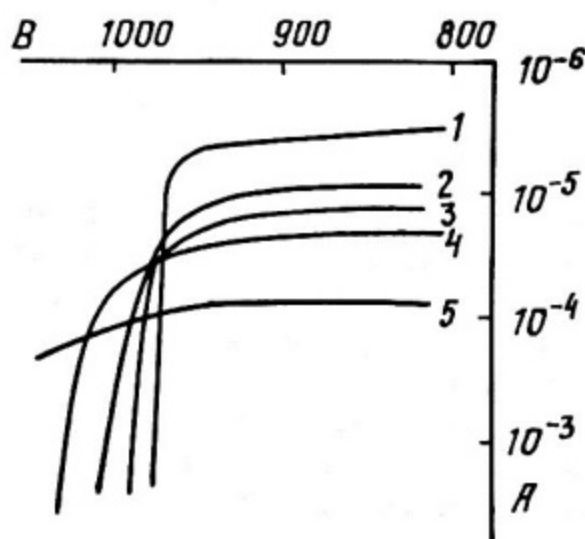


Рис. 36. Поведение обратной ветви полупроводниковых диодов при возрастании дозы облучения:

1 -  $\Phi = 0$ ; 2 -  $2,1 \cdot 10^{13}$  нейтр./см<sup>2</sup>; 3 -  $4,2 \times 10^{13}$  нейтр./см<sup>2</sup>; 4 -  $6,3 \cdot 10^{13}$  нейтр./см<sup>2</sup>; 5 -  $3,8 \cdot 10^{14}$  нейтр./см<sup>2</sup>

Коэффициент переноса  $\beta$  показывает, какая часть инжектированных эмиттерным переходом неравновесных носителей достигает коллекторного перехода. На основе диффузионной модели можно показать:

$$\beta \approx 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\ell_B}{L_B} \right)^2. \quad (39)$$

Здесь  $\ell_B$  - геометрическая длина базы,  $L_B$  - диффузионная длина в материале базы. Это выражение пригодно при малых уровнях инжекции, когда концентрация инжектированных неравновесных носителей много меньше концентрации основных равновесных носителей.

Параметры  $\gamma$  и  $\beta$  — это электрофизические (внутренние) параметры, зависящие от физических процессов в элементах транзистора. При использовании транзистора для практических целей применяют параметр  $\alpha$ , коэффициент передачи тока на внешних зажимах:

$$\alpha = \frac{\Delta i_k}{\Delta i_3} = \gamma\beta. \quad (40)$$

Основанием для второго равенства (40) служат очевидные выражения:

$$\Delta i_k = \beta \Delta i_{p3}; \quad \Delta i_{p3} = \gamma \Delta i_3. \quad (41)$$

Здесь  $\Delta i_k$  — изменение тока коллектора, обусловленное изменением тока эмиттера  $\Delta i_3$ ; составляющая  $\Delta i_3$ , обусловленная инжекцией дырок из эмиттера в базу, обозначена  $\Delta i_{p3}$ . Величина  $\alpha \lesssim 1$  — это коэффициент усиления тока при включении транзистора по схеме с общей базой, хотя, по сути дела, здесь не происходит увеличения токового сигнала.

Часто используют транзисторные усилители, собранные по схеме с общим эмиттером. В этом случае коэффициент усиления тока

$$B = \frac{\Delta i_k}{\Delta i_3} = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \quad (42)$$

Основанием для второго равенства (42) служат также очевидные выражения:

$$\Delta i_k = \alpha \Delta i_3; \quad \Delta i_3 = \Delta i_3 - \Delta i_k. \quad (43)$$

Поскольку параметр  $\alpha \lesssim 1$ , то коэффициент усиления тока  $B$  может быть много больше единицы; в этом заключается смысл применения схемы с общим эмиттером.

При облучении транзисторов меняются практически все их параметры. Например, пропорционально дозе облучения в схеме с общей базой возрастают входное сопротивление и коэффициент обратной связи, а выходное сопротивление, наоборот, падает. Причина изменения этих внешних параметров — изменение физических характеристик самих транзисторов: коэффициента передачи тока эмиттера  $\alpha$ , коэффициента передачи тока

базы В, обратного тока коллектора  $I_o$ . Как известно [33], наличие обратного тока коллектора — явление отрицательное, но неизбежное.

Для описания поведения параметров транзистора при облучении пользуются зависимостями от интегрального потока облучения  $\Phi$  (част./см<sup>2</sup>) параметров  $\alpha_\Phi$ ,  $B_\Phi$  и  $I_{k\Phi}$  (индекс  $\Phi$  подчеркивает эту зависимость). В то же время исходные величины (до облучения) обозначаются через  $\alpha_o$ ,  $B_o$ ,  $I_{ko}$ . Поскольку все изменения в транзисторе происходят в сторону ухудшения его свойств, то с ростом  $\Phi$  величины  $\alpha_\Phi$  и  $B_\Phi$  убывают, а величины  $I_{k\Phi}$ ,  $(1 - \alpha_\Phi)$  и  $1/B_\Phi$  возрастают. Иногда используется величина [30]:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1 - \alpha_\Phi}{1 - \alpha_o} = \frac{1 + B_o}{1 + B_\Phi}, \quad (44)$$

которая также возрастает при увеличении интегрального потока  $\Phi$ , полученного транзистором. Разумеется, поток облучения может быть обусловлен частицами разного рода и даже гамма-квантами, причем с различными энергиями, поэтому конкретный вид зависимостей параметров от потока может варьироваться.

На рис. 37 приведены типовые экспериментальные данные по поведению некоторых типов транзисторов при облучении. Достоинство параметра  $\xi$  (или  $1/\xi$ ) состоит в том, что он описывает зависимость от  $\Phi$  одновременно как  $\alpha$ , так и  $B$ . Прогрессирующее убывание при облучении коэффициентов передачи  $\alpha$  и  $B$  вызвано уменьшением времени жизни неосновных носителей в области базы. Увеличивается доля рекомбинирующих носителей от их полного количества, инжектированного в базу, уменьшается доля носителей, достигающих коллекторного перехода; это ведет к уменьшению параметра  $\alpha$  и, следовательно,  $B$ .

Коэффициент  $\beta$  также чувствителен к радиации. Выражение (39) можно представить в виде

$$\beta = 1 - t_{пер} / \bar{\tau}_B. \quad (45)$$

Здесь  $t_{пер}$  — среднее время переноса носителей заряда от эмиттера к коллектору;  $\bar{\tau}_B$  — время жизни неосновных носителей, усредненное по всей области базы. Величина  $\bar{\tau}_B$  сильно

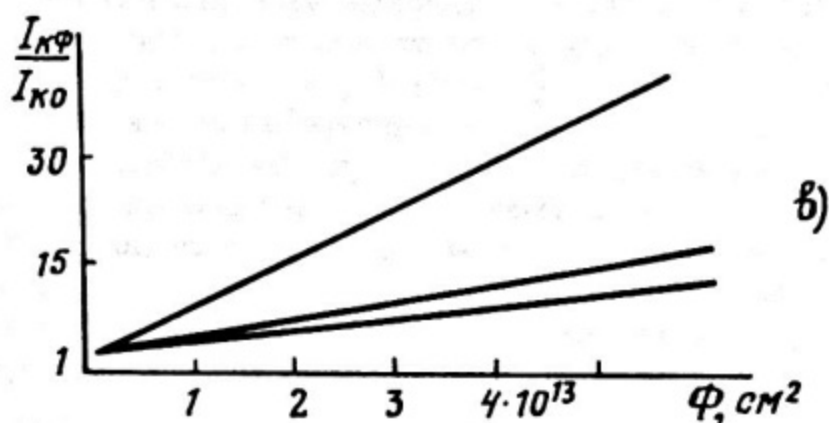
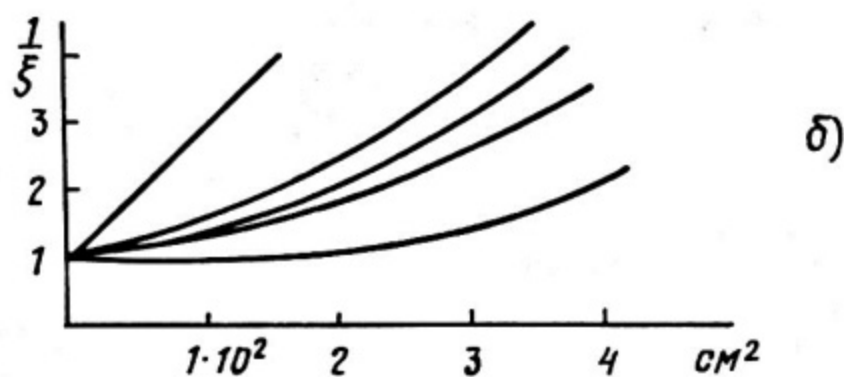
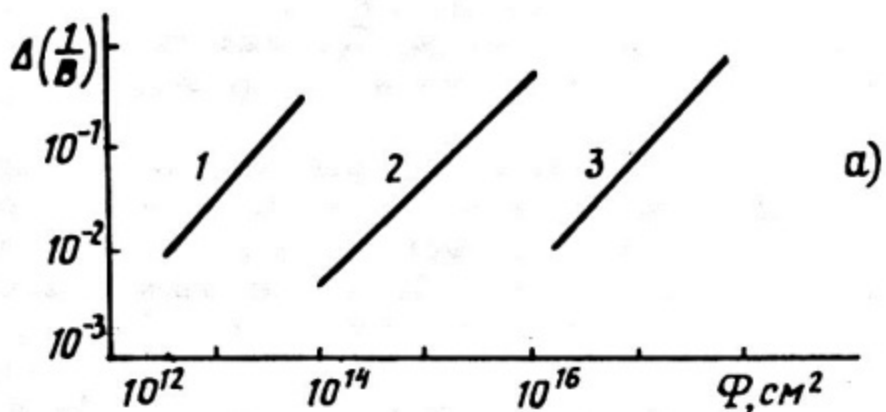


Рис. 37. Деградация характеристик транзисторов при облучении:  
 а - мало мощного кремниевого транзистора *npn*-типа;  
 1 - нейтроны от реактора; 2 - электроны с энергией 2 МэВ;  
 3 -  $\gamma$ -излучение от  $^{60}\text{Co}$ ; б - разных экземпляров ВЧ-германиевых транзисторов *ppn*-типа быстрыми нейтронами; в - трех экземпляров германиевых *ppn*-транзисторов,  $I_{кФ} / I_{к0}$  - обратный ток коллектора (объемная составляющая)

убывает при росте потока облучения  $\Phi$  (уравнение (25)). Соответственно можно записать:

$$\alpha_{\Phi} = \gamma (1 - t_{пер} / \bar{\tau}_{б0} - t_{пер} K_{\tau} \Phi). \quad (46)$$

Однако стандартное представление этой зависимости выглядит следующим образом:

$$1 - \alpha_{\Phi} = (1 - \alpha_0)(1 + A \bar{K}_{\tau} \Phi), \quad (47)$$

где  $\bar{K}_{\tau}$  — величина  $K_{\tau}$  в уравнении (25), усредненная по всему объему базы; коэффициент  $A$  можно различными способами связать с частотными свойствами транзистора. Например:

$$A = 1 / 2\pi f_B, \quad (48)$$

где  $f_B$  — граничная частота коэффициента передачи тока базы, на которой его модуль снижается в  $\sqrt{2}$  раз.

Вернемся к записи выражений (44) и (47) в следующей форме:

$$\xi = \frac{1}{1 + A \bar{K}_{\tau} \Phi}. \quad (49)$$

Здесь отражена зависимость радиационных изменений параметров биполярного транзистора от конструкции транзистора (через коэффициент  $A$ ), от его материала (через коэффициент  $K_{\tau}$ ) и от потока излучения  $\Phi$ . Эта зависимость универсальна, так как отражает закономерность радиационного изменения коэффициента передачи тока базы всех без исключения типов транзисторов [30]. Эта зависимость хорошо аппроксимируется двумя прямыми с точкой излома при  $\Phi_a = 0,135 / A \bar{K}_{\tau}$ . Это значение  $\Phi_a$  принято считать потоком абсолютной радиационной стойкости транзисторов (рис. 38), оно предоставляет нам удобный критерий допустимого уровня облучения транзисторов. При потоке  $\Phi < \Phi_a$  можно пренебречь изменением коэффициента передачи тока базы (оно не превышает 11,5%); при  $\Phi > \Phi_a$  следует пользоваться выражением:

$$B_{\Phi} = B_0 [1 - 0,575 \lg(\Phi / \Phi_a)]. \quad (50)$$

Поток абсолютной радиационной стойкости транзисторов  $\Phi_a$  однозначно определяется их частотными свойствами и может быть определен заранее для каждого экземпляра прибора, если известен коэффициент  $\bar{K}_{\tau}$  радиационного изменения времени жизни

носителей заряда в базе из данного полупроводникового материала:

$$\varphi_a = 0,85 f_B / \bar{K}_T \quad (51)$$

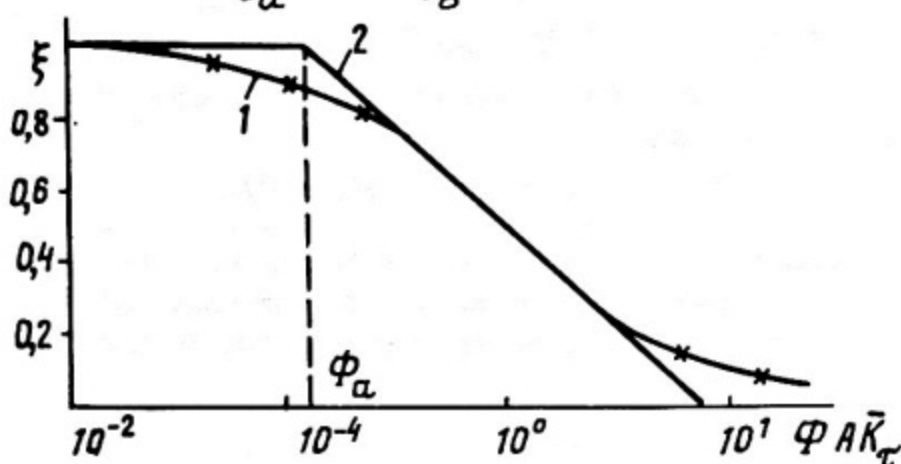
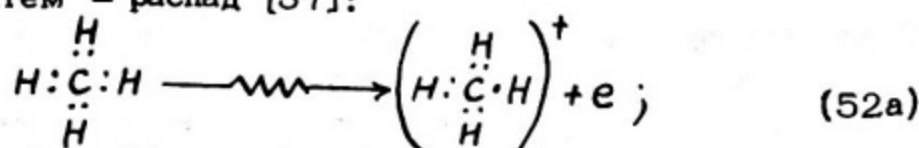


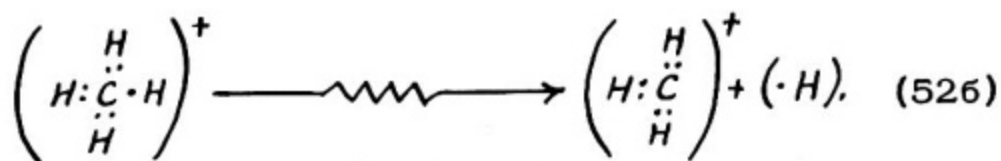
Рис. 38. Реальное изменение (1) параметра радиационной деградации свойств биполярных транзисторов и аппроксимация этой зависимости двумя прямыми (2)

## 5. УСКОРИТЕЛИ В РАДИАЦИОННОЙ ХИМИИ

### 5.1. Теоретические основы радиационной химии

Термин "радиолиз" применяется для обозначения химических превращений под действием излучения, подобно тому, как электролиз означает химические превращения под действием электрического тока, фотолиз — под действием света, пиролиз — под действием тепла, гидролиз — при растворении в воде. По современным квантовым представлениям валентная связь соответствует случаю, когда два атома имеют каждый по одному электрону на внешней оболочке и обмениваются этими электронами так, что оба электрона вращаются вокруг двух атомов одновременно. Такая связь обозначается двумя точками, так как одну валентную связь образуют два электрона. В органической химии такую же связь принято обозначать одной черточкой. Например, радиолиз метана идет в две стадии: сначала — ионизация, затем — распад [37]:





Волнистая черточка означает воздействие радиации, а одна точка говорит о наличии неспаренного электрона.

В результате процессов радиоллиза появились ион меньшей массы и нейтральная частица, имеющая неспаренный электрон и называемая свободным радикалом. Благодаря наличию этого электрона свободные радикалы отличаются большой химической активностью. Свободные радикалы, как правило, являются короткоживущими, так как быстро вступают в химические реакции. Возможно также существование ион-радикалов (см. уравнение (52а)).

Существование свободных радикалов было доказано с помощью явления электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), открытого в 1944 г. в Казани академиком Е.К. Завойским. Сущность ЭПР – резонансное поглощение энергии СВЧ-поля в веществах с парамагнитными частицами во внешнем статическом магнитном поле. Такими частицами являются, в частности, свободные радикалы, обладающие магнитным моментом из-за неспаренного электрона. Возможны различные квантовые ориентации этого момента относительно внешнего магнитного поля, поэтому основной энергетический уровень парамагнитной частицы расщепляется на зеемановские подуровни. Энергии переходов между этими подуровнями соответствуют частотам диапазона СВЧ.

На рис. 39 показана типовая установка ЭПР. Генератор создает колебания фиксированной частоты, обычно  $\lambda \approx 3$  см, внешнее магнитное поле можно перестраивать по напряженности. В процессе перестройки наблюдается резонансное поглощение СВЧ-поля при некоторой напряженности магнитного поля. Сочетание значений частоты колебаний и магнитного поля при резонансе характерно для определенного квантового перехода в конкретном типе радикала. С помощью метода ЭПР отождествляют не только свободные радикалы, но также некоторые радиационные дефекты в твердом теле; например, А-центры и Е-центры в кремнии.

В газовой среде радикалы имеют наиболее короткое время жизни; в твердом теле их подвижность затруднена и они могут сохраняться длительное время. Для образования одной

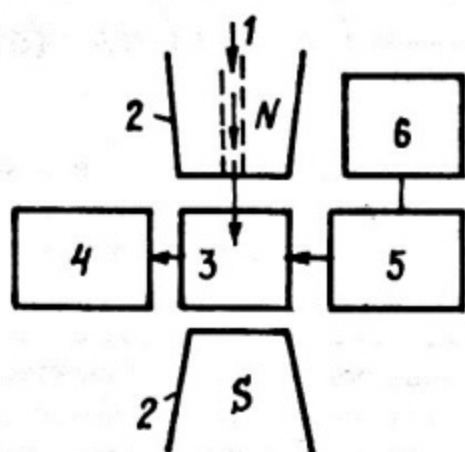


Рис. 39. Установка электронного парамагнитного резонанса:

1 — электронный пучок; 2 — полюса электромагнита; 3 — резонатор СВЧ с образцом парамагнетика; 4 — детектор уровня СВЧ-колебаний; 5 — генератор СВЧ; 6 — частотомер

пары ионов требуется примерно 34 эВ энергии, т.е. поглощенной энергии 100 эВ, в принципе, достаточно для создания трех ионов. Радиационно-химический выход  $G$  равен числу испытанных изменению атомов, молекул, химических связей при поглощении 100 эВ энергии излучения. По определению,

$$G = 100(n/E), \quad (53)$$

где  $n$  — число образовавшихся молекул,  $E$  — поглощенная энергия излучения, эВ. Поскольку определенный таким образом выход является средним по времени, вводится также понятие мгновенного радиационно-химического выхода [37]:

$$g(t) = 100(dn/dE); \quad (54a)$$

$$G = (1/t) \int_0^t g(t) dt. \quad (54b)$$

Пусть  $J_1$  — интенсивность излучения (в единицах энергии), посылаемого ускорителем на объект; тогда поглощаемая в единицу времени реагирующей средой энергия

$$J_2 = dE/dt = \alpha N; \quad (55a)$$

$$\alpha = \delta \xi J_1. \quad (55b)$$

Здесь  $N$  — число молекул в реакционной среде, множитель  $\delta$  учитывает геометрию процесса облучения,  $\xi$  учитывает свойства среды;  $\alpha$  — энергия, поглощаемая одной молекулой. Введем понятие скорости химической реакции:

$$W = dn/dt. \quad (56)$$

Легко установить, что мгновенный выход

$$g = 100(W/\alpha N) = 100W/J_2. \quad (57)$$

Таким образом, скорость реакции и радиационно-химический выход взаимно пропорциональны. По существу  $J_2$  есть не что иное, как мощность поглощенной дозы, выраженная через электронвольты. Если скорость реакции постоянна  $W = const$ , то интегральный выход

$$G = \frac{100}{\alpha t} \int_0^t \frac{W(t)}{N} dt = 100 \frac{W}{\alpha N}. \quad (58)$$

Это — случай реакции нулевого порядка, когда характерны малые степени превращения.

Если продукты реакции выводятся из зоны облучения, то:

$$dE/dt = \alpha(N-n); \quad (59a)$$

$$g = 100W/\alpha(N-n); \quad (59b)$$

$$G = \frac{100}{\alpha t} \int_0^t \frac{W}{N-n} dt. \quad (59b)$$

В этом случае  $g$  и  $G$  зависят от длительности облучения, причем они убывают во времени за счет уменьшения количества исходного сырья. Поскольку  $G$  есть результат усреднения  $g$  за предыдущее время, то, очевидно,  $G > g$  (рис. 40,а).

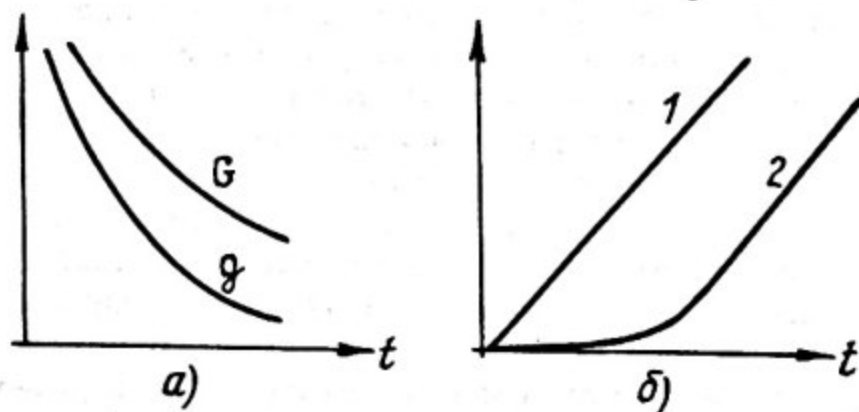
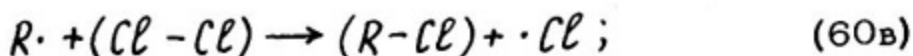
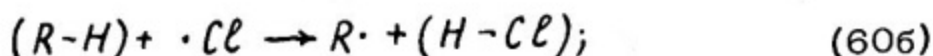
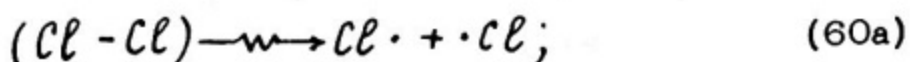


Рис. 40. Зависимость радиохимического выхода от времени при удалении продуктов реакции (а); зависимость накопления продукта от времени (б); 1 — линейный тип радиохимических реакций; 2 — замедленно-линейный тип реакций

По величине радиационно-химического выхода реакции делят на три группы: 1. Реакции с  $G = 1 - 6$ , они имеют высокий энергетический барьер, иногда даже эндотермические; например, реакции азота с водородом или кислородом, разложение воды. 2. Реакции с  $G = 10 - 20$  - с небольшой энергией активации, иногда экзотермические; например, разложение  $CO_2$ ,  $N_2O$ ,  $NO$ . Здесь энергия излучения используется полнее, чем в первой группе реакций. 3. Реакции с  $G > 20$  обладают признаками цепного процесса. Для таких цепных реакций их ход определяется в основном свойствами самого цепного химического процесса, а не первичного радиационно-химического акта, который играет роль инициирующего "запала", побуждающего процесс к последующему самостоятельному развитию.

Классический пример цепного процесса - хлорирование насыщенных углеводородов типа метана  $CH_4$ , этана  $C_2H_6$  и т.д.



( $\cdot R$  - алкильный радикал).

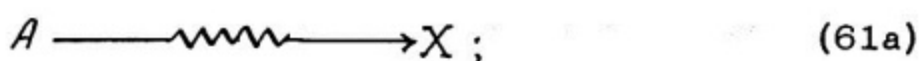
Здесь радикал  $\cdot R$  может означать  $\cdot CH_3$  или  $\cdot C_2H_5$  и т.д.

1-я стадия - разрыв молекулы хлора на атомы под воздействием облучения; 2-я стадия - взаимодействие хлорного радикала с углеводородом, разрыв одной связи, образование соляной кислоты и алкильного радикала, который в свою очередь (на 3-й стадии) разрывает молекулу хлора и образует молекулу алкилхлорида и снова хлорный радикал и т.д. Реакция (60а) является собственно радиационно-инициированной, дает начало бесконечной цепи, которая уже идет без излучения, пока есть сырье (хлор и углеводород). Но цепная реакция может оборваться, если два атома хлора соединятся в молекулу (реакция, обратная 60а) или если соединятся два алкильных радикала (реакция 60 г).

Рассмотрим элементарную кинетику радиационно-химических реакций. По этому признаку реакции могут быть разных типов, в зависимости от степени сложности процесса. Мы рассмотрим два типа. Кинетику радиационно-химических реакций

принято описывать зависимостью количества образующегося продукта от дозы или от времени [37].

Для реакций первого типа количество продукта пропорционально дозе (или времени облучения). В этом случае каждый элементарный акт радиационного воздействия (ионизация, возбуждение) приводит к образованию новой частицы. Пусть вещество А при облучении переходит в вещество X; одновременно А и X означают количество этих продуктов:



$$dX/dD = a; \quad (61б)$$

$$D = J_2 t; \quad (61в)$$

$$dX/dt = a J_2; \quad (61г)$$

$$X = a J_2 t = a D. \quad (61д)$$

Здесь через  $D$  обозначена доза, через  $a$  — коэффициент пропорциональности между дозой и количеством образованного продукта. На рис. 40,б показана характеристика этого процесса (линия 1). Такой тип реакции называется линейным.

Второй тип радиационной химической реакции по кинетическому признаку характеризуется замедленной линейной зависимостью. Такие реакции являются двухступенчатыми. Сначала А переходит в В под действием излучения с линейной зависимостью от дозы; затем неустойчивый продукт В самопроизвольно переходит в X, причем промежуточное состояние В может даже не наблюдаться:



В таких условиях очевидно, что скорость образования продукта X должна быть пропорциональна количеству образованного продукта В:

$$dX/dt = c B(t). \quad (63)$$

В свою очередь накопление продукта В описывается линейным ростом во времени (за счет превращения А в В) за вычетом величины, пропорциональной количеству образовавшегося продукта X:

$$B(t) = aJ_2 t - bX(t). \quad (64)$$

Система уравнений (63) и (64) дает нам дифференциальное уравнение для функции  $X(t)$ . Начальные условия для него отражают отсутствие продуктов В и X до воздействия излучения:

$$B(t) \Big|_{t=0} = 0; \quad X(t) \Big|_{t=0} = 0. \quad (65)$$

Кроме того, на основании уравнения (63) имеем:

$$dX/dt \Big|_{t=0} = 0. \quad (66)$$

Это означает, что в точке  $t = 0$  касательная к  $X(t)$  — горизонтальна. Решением системы уравнений (63) и (64) с начальными условиями (65) и (66) является функция:

$$X(t) = (k_1/k_2) J_2 [k_2 t - (1 - e^{-k_2 t})], \quad (67a)$$

$$k_1 = ac; \quad k_2 = bc. \quad (67b)$$

Легко видеть, что функция (67a) асимптотически стремится к прямой линии, но имеет в начале процесса участок замедленного роста с нулевым наклоном в начале координат (рис. 40, б, кривая 2). Пример такой реакции — отщепление HCl от хлороформа при воздействии мягкого тормозного излучения.

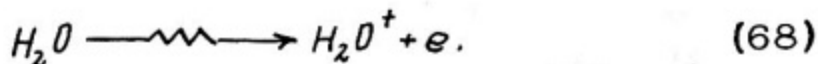
Таким образом, особенность химических реакций под действием излучения состоит в том, что обычное взаимодействие молекул или продуктов их диссоциации заменяется взаимодействием молекул с валентно-ненасыщенными частицами (атомами, радикалами, ионами) и взаимодействием этих частиц между собой. Это облегчает прохождение реакций. Для радиационно-химических реакций характерны меньшие энергии активации; они могут происходить при более низких температурах, когда аналогичные обычные реакции не идут.

## 5.2. Основные радиационно-химические реакции

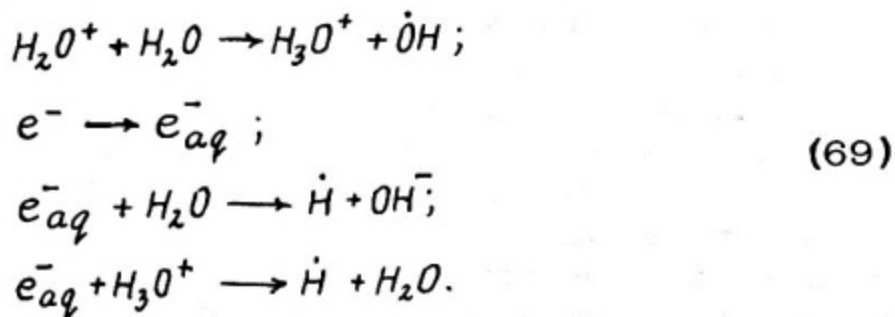
Радиолиз простых неорганических соединений можно проиллюстрировать примером разложения воды. Этот процесс, важ-

ный в практическом отношении, является первым радиационно-химическим процессом, который был обнаружен специалистами. В ранних урановых реакторах при охлаждении водой активной зоны с интенсивным полем нейтронов и гамма-излучения обнаружили гремучий газ, смесь водорода и кислорода в отношении 2:1, образовавшийся в результате разложения воды. Радиолит воды важен, в частности, для понимания поведения клеток живых тканей под действием облучения [37].

Первая стадия этого процесса — ионизация молекулы воды:



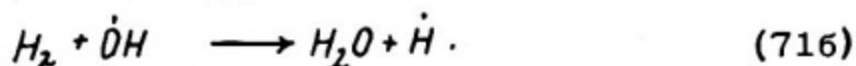
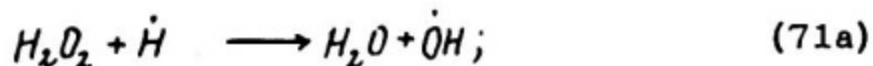
Далее за очень короткие времена (порядка  $10^{-12}$  с) происходят реакции:



Здесь  $e_{aq}^-$  — так называемый аквавторонированный электрон, т.е. электрон, окруженный поляризованными молекулами воды так, что положительные полюса диполей обращены к электрону. Из первоначально неустойчивых продуктов образуются радикалы  $\dot{H}$  и  $\dot{O}H$  и устойчивые ионы  $OH^-$  (гидроксил) и  $H_3O^+$  (гидроксоний). Однако радикалы эти неустойчивы, их время жизни около  $10^{-6}$  с, они вступают в реакции:



В результате образуются вода и новые устойчивые соединения: молекулярный водород и перекись водорода. Однако продукты накапливаются в малой концентрации (приблизительно  $10^{-4}\%$  от количества исходного вещества), так как они разрушаются свободными радикалами:

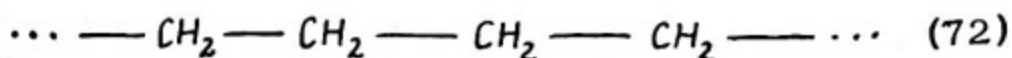


Следовательно, устанавливается динамическое стационарное состояние воды и основных продуктов радиолиза  $H_2$ ,  $H_2O_2$ ,  $O_2$ . Равновесие можно нарушить, удаляя продукты радиолиза: откачивать водород, переводить  $H_2O_2$  в перекись бария, выпадающую в осадок, вводить в раствор активные по отношению к радикалам вещества — акцепторы радикалов.

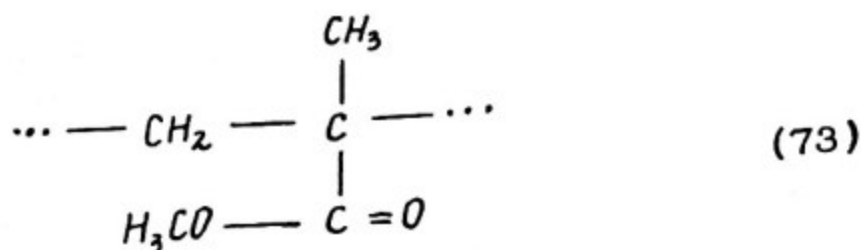
При воздействии излучения на органические вещества возможны: 1) деструкция, т.е. уменьшение молекулярной массы продуктов; 2) внутренняя перестройки молекул без существенного изменения молекулярной массы; 3) усложнение молекул с увеличением молекулярной массы.

Радиационная деструкция высокомолекулярных углеводородов аналогична крекингу нефтяного сырья. Это — широко применяемый промышленный процесс получения из тяжелых фракций нефти низкокипящих углеводородов, как горючего для двигателей, так и сырья для производства полимеров, смазочных масел и т.д. Радиационная стойкость органических соединений зависит от их структуры. Бензол  $C_6H_6$  обладает характерной кольцевой структурой с двойными связями, которая придает ему повышенную прочность. Более сложно происходит радиолиз спиртов  $R-OH$ ; кислот  $R-CO_2H$ ; эфиров  $R-O-R$ ; аминов  $R-NH_2$ . При радиолизе из спиртов образуются альдегиды, водород, из кислот — углекислый газ  $CO_2$ , из аминов — аммиак  $NH_3$ .

Все полимеры под действием облучения претерпевают либо деструкцию, либо сшивание (рис. 41, а, б). Часто идут оба процесса, но с преобладанием одного. Примером радиационно-сшитого полимера является полиэтилен, образующийся из этилена  $CH_2=CH_2$ . При облучении двойная связь между атомами углерода рвется, и происходит соединение многих молекул в цепь вида:



Пример деструктурирующегося полимера — это полиметилметакрилат, имеющий структурную формулу вида:



Здесь указан только повторяющийся элемент линейной цепочки.

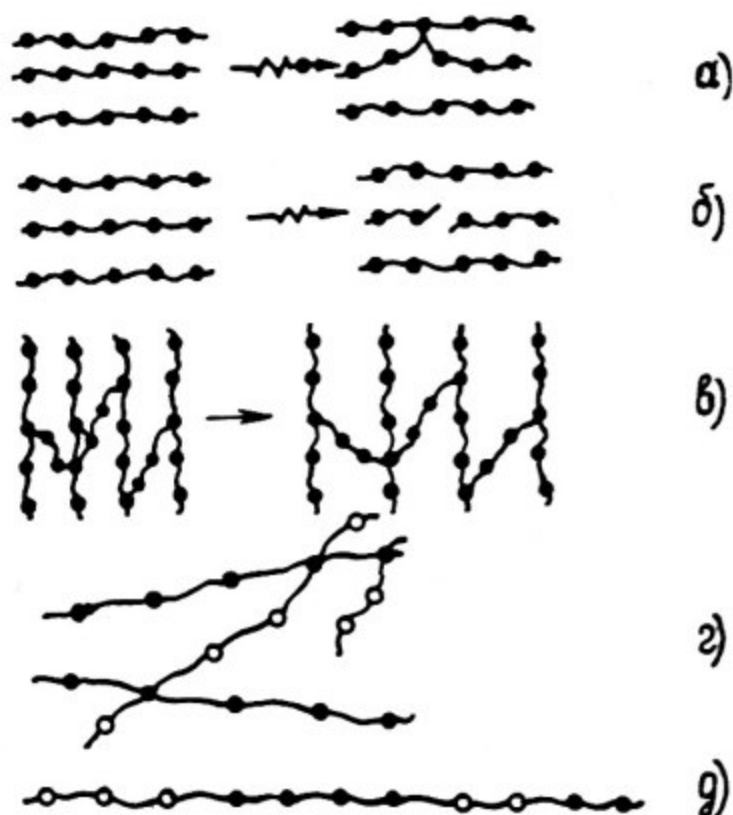
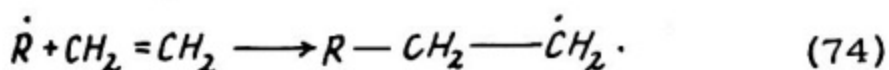


Рис. 41. Сшивание полимеров при облучении (а); деструкция полимеров (б); эластичная сетка с поперечными связями (в); графт-сополимер (г); блок-сополимер (д)

Присутствие кислорода при облучении способствует деструкции и закрепляет ее, так как кислород "занимает" разорванные связи у радикалов. Но чтобы вызвать заметный эффект, кислород должен диффундировать вглубь полимера. Однако обычно скорость диффузии кислорода меньше скорости образования радикалов, малое начальное количество кислорода быстро расходуется, и далее реакция идет также и по пути сшивания.

Полимеризация - основной промышленный способ получения высокомолекулярных соединений. Сырьем процесса являются

ся мономеры с ненасыщенными связями (типа этилена и др.). Реакция полимеризации — всегда цепная. Для ее начала в исходном мономере под действием излучения должно образоваться некоторое количество свободных радикалов  $R^\cdot$ . Каждый радикал способен из-за наличия неспаренного электрона разорвать одну связь парной связи мономера:



Следовательно, образуется новый радикал, но более длинный [37]. Этот радикал опять взаимодействует с ненасыщенным мономером, т.е. цепочка последовательно удлиняется. Рост радикала идет до тех пор, пока он не рекомбинирует с другим радикалом или не будет захвачен молекулой примеси, погибнет на стенке сосуда и т.д.

Радиационная полимеризация имеет следующие преимущества: 1. Могут быть полимеризованы такие вещества, которые не получают другими способами, принципиально новые полимеры, например фторосодержащие. 2. Радиационная реакция легко поддается управлению при изменении интенсивности излучения (мощности дозы, тока пучка ускорителя). При обычной полимеризации ход реакции контролируется по измерению температуры среды, что гораздо труднее. 3. Получается чистый продукт, без стартовых присадок и катализаторов, обычных при термической полимеризации. 4. Скорость реакций очень высока при обычных температурах, причем не требуются очень мощные источники излучения.

### 5.3. Изменение свойств полимеров под действием излучения

При сшивании полимеров уменьшается их растворимость в специальных жидкостях. Обычные полимеры сравнительно легко растворяются во многих органических жидкостях, например полиэтилен в горячем толуоле, так как молекулы растворителя свободно разъединяют полимерные цепи. После облучения малыми дозами появляется частично нерастворенный остаток; с ростом дозы полиэтилен перестает растворяться, но начинает набухать в растворителе (молекулы жидкости внедряются между несшитыми цепями); при еще больших дозах набухание уменьшается из-за сгущения сшитой сетки и совсем прекращается [3, 37].

Необлученный полиэтилен при температуре свыше  $100^{\circ}\text{C}$  превращается в клейкую массу и вязкую жидкость, изделия из него теряют форму. Если же молекулы сшиты излучением, то полиэтилен приобретает свойство эластичности (см. рис. 41, в). Молекулы не могут смещаться относительно друг друга, им мешают поперечные связи. При растяжении образца из полиэтилена сшитая сетка работает как пружина, и после снятия растягивающей силы образец восстанавливает исходную форму. При повышенных дозах сетка становится тугой, плохо растягивается, приобретает хрупкость. Поперечная сшивка пространственной сетки полимеров называется вулканизацией.

В облученных полимерах накапливаются свободные радикалы, которые могут сохраняться долго, до нескольких месяцев. Свободные радикалы с кислородом воздуха образуют перекисные радикалы  $ROO\cdot$ , которые быстро превращаются в кислородосодержащие соединения: спирты, кислоты и т.д. Эти реакции часто сопровождаются разрывом углеродных связей. В результате облученный полиэтилен может постепенно терять прочность. Поэтому облучение полиэтилена лучше производить в отсутствие воздуха, а изделия из облученного полиэтилена желательно подвергать отжигу для устранения свободных радикалов путем их взаимных соединений.

Если полимер со свободными радикалами после облучения ввести в контакт с мономером, то радикалы могут вызвать рост новых боковых полимерных цепей. Получаются так называемые привитые сополимеры. У полимера, способного к сшивке, свободный радикал чаще всего располагается на одном из внутренних углеродных атомов. Нередко получаются полимеры разветвленного типа, это графт-сополимеры (рис. 41, г). В деструктурирующихся полимерах радикалы образуются на концах цепей и могут дать начало новым цепям при контакте с мономером. Цепочка растет как продолжение отрезка молекулы исходного полимера. Так образуются блок-сополимеры, они состоят из блоков разных полимеров, вытянутых в одну линию (рис. 41, д).

Структура полиэтилена такова, что только отдельные части его обладают кристаллическим строением, остальная масса его аморфна. Упорядоченные области с решеткой называются кристаллитами. При повышении температуры кристаллиты плавятся, и полиэтилен становится полностью аморфным.

#### 5.4. Промышленные радиационно-химические процессы

Полиэтилен — распространенный и ценный материал. Он химически стоек, влагоустойчив, не проводит электричество, дешев и технологичен при обработке. Однако предел его термостойкости составляет всего  $105 - 135^{\circ}\text{C}$  в зависимости от степени кристалличности. Широкое распространение получили полиэтиленовые мешки для упаковки сыпучих материалов (удобений, цемента, продовольствия). При этом важны такие свойства, как прочность на разрыв, гибкость, сшиваемость, герметичность. По весу полиэтилен дороже бумаги в 3 — 4 раза, однако эквивалентная прочность у полиэтилена достигается при толщине около 20% от толщины бумаги. Особенно ценится ударная прочность при сбрасывании мешков, прокалывании об острые углы и т.д.

В зависимости от характера кристалличности полиэтилен обладает разной плотностью. Полиэтилен высокой плотности  $0,947 - 0,953 \text{ г/см}^3$  при дозах более 25 Мрад увеличивает ударную прочность в 2 — 15 раз, это увеличение сильно зависит от степени кристалличности [3]. Для полиэтилена низкой плотности  $0,919 - 0,923 \text{ г/см}^3$  при дозе 7 Мрад предел прочности при растяжении возрастает на 50%.

В результате этих исследований для изготовления мешков с насыпной емкостью 20 кг оказалось возможным перейти от толщины полиэтиленовой пленки 150 мкм к толщине 75 мкм. Облучение обычно ведется на ускорителях электронов с энергией порядка 500 кэВ; пробег таких электронов в полиэтилене составляет примерно 1400 мкм, т.е. возможно многослойное высокопроизводительное облучение. Однако возникающий кислородный эффект снижает выход радиационно-сшитого полиэтилена.

Производство термоусаживающейся пленки основано на интересном "эффекте памяти" облученного полиэтилена [3]. Поперечные связи молекул при облучении полиэтилена создают пространственную сетку с определенной макроконфигурацией. При этом полиэтилен обладает определенной степенью кристалличности. Если полиэтилен нагреть выше температуры плавления кристаллитов, то сетка сохраняется, но переходит в пластичное состояние. Внешняя сила приводит к большой деформации, а при снятии силы исходная форма образца восстанавливается. Жесткость полиэтилена при комнатной температуре обусловлена его кристаллическим состоянием, она исчезает при

нагреве до плавления кристаллитов, но прочность при этом сохраняется, так как она определяется пространственной сеткой. Эта же сетка является упругим элементом, обеспечивающим обратимую деформацию.

Приложим к нагретому образцу из полиэтилена растягивающую силу и охладим образец, не снимая силы. Возникающая кристаллическая структура фиксирует молекулы в растянутом состоянии. В таком удлиненном виде изделие из полиэтилена (например пленка) может храниться долго. Однако при последующем нагреве кристаллиты вновь плавятся, молекулы возвращаются к исходной конфигурации, а образец — к первоначальному размеру, т.е. происходит усадка пленки при нагреве.

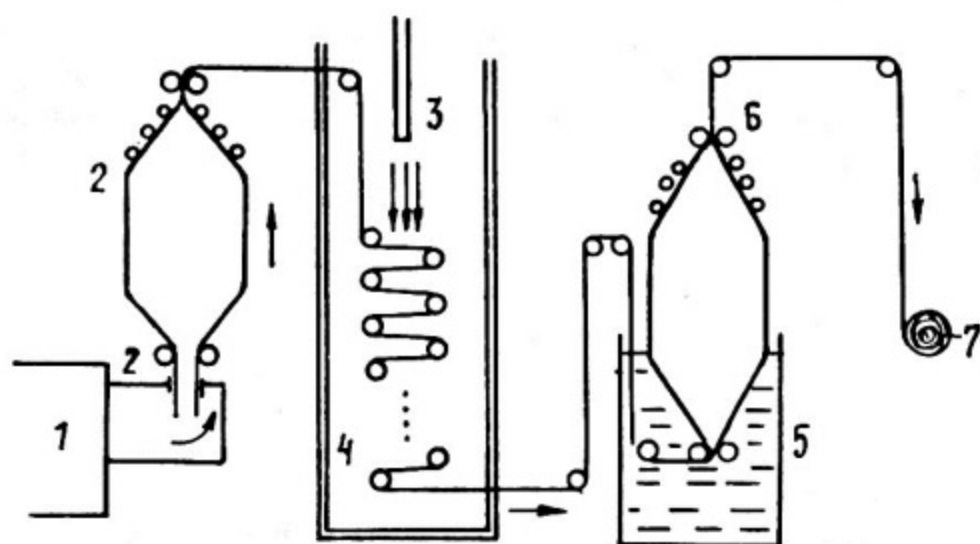


Рис. 42. Схема промышленной установки для производства термоусаживающейся пленки:

- 1 — экструдер; 2 — направляющие валки; 3 — ускоритель;  
 4 — камера облучения; 5 — ванна с нагревающей жидкостью;  
 6 — растягивающие валки; 7 — приемный рулон

Разработана промышленная технология производства термоусаживающейся пленки (рис. 42). На выходе экструдера полиэтиленовый рукав раздувается воздухом под давлением, затем с помощью тянущих валков складывается и проходит под пучком в камере облучения. Далее рукав из пленки подается в ванну с инертной жидкостью (вода или глицерин) при температуре выше точки плавления кристаллитов, но ниже предела термостойкости. Для полиэтилена малой плотности эта температура лежит в пределах  $88 - 102^{\circ}\text{C}$ . После нагрева рукав

раздувается в пузырь вторично, причем здесь скорость приемных валков больше скорости подающих в 2 - 2,5 раза. Это создает вытяжку в 3 - 5 раз. Толщина получающейся пленки может быть около 12 - 75 мкм.

Прочность термоусаживающейся пленки больше прочности обычной, но ее главное достоинство - высокая сила усадки при нагреве: 7 - 35 кг/см<sup>2</sup> против 0 - 0,7 кг/см<sup>2</sup> без облучения для такой же пленки. Степень усадки 50 - 60%. Такая пленка представляет собой идеальный упаковочный материал для пищевых и других продуктов, нуждающихся в герметичном хранении. Подлежащий упаковке предмет помещают в конверт из пленки, вакуумируют и запаивают, затем нагревают примерно до 96 °С водой или воздухом. Пленка плотно облегает предмет без морщин, складок и разрывов на острых углах.

Такая пленка имеет также хорошие электрические свойства (высоковольтная прочность, диэлектрические качества). Она позволяет быстро и надежно изолировать места соединений кабелей и проводов, создавать влагозащищенные оболочки электронных схем. С 1974 г. в НПО "Пластик" работает промышленная линия производства термоусаживающейся пленки "Термоплен" производительностью 2 - 3 млн. м<sup>2</sup> в год.

Используется ускоритель "Электрон-ШМ" с энергией электронов 0,7 МэВ и мощностью пучка 7 кВт; имеется развертка его пучка поперек ленты в линию 500 мм, скорость подачи пленки 2 - 5 м/мин [18].

Отверждение лакокрасочных покрытий излучением - один из самых перспективных радиохимических процессов в промышленности. При отверждении покрытий происходят: 1) полимеризация мономеров или низкомолекулярных полимеров лака; 2) сшивание макромолекул полимера в пространственную сетку; 3) образование химических связей между молекулами основы и красителя; 4) процессы деструкции и окисления, идущие одновременно; их можно ослабить, если вести процесс с высокой скоростью при большой мощности дозы [3].

Некоторые ценные красители ранее почти не использовались, так как неполная полимеризация приводила к появлению на поверхности покрытия липкого слоя; серьезной помехой было ингибирующее действие кислорода при сополимеризации на воздухе. Доступность высоких мощностей доз от ускорителей позволила устранить эти недостатки и расширить области применения полиэфирных красителей. На рис. 43 показана установка радиационного отверждения на основе ускорителя "Элек-

трон-III". Развертка пучка магнитная, с частотой 50 Гц, на площадь 1000 x 40 мм.

Основа, на которую наносится краситель, — щитовые изделия из древесины и металла. Ускоритель обеспечивает отверждение покрытий толщиной до 1 мм при плотности смолы до 1 г/см<sup>3</sup> и ширине щитов до 1 м. Скорость конвейера до 20 м/мин; габариты всей установки 4,5 x 7,5 x 7,0 м, масса 50 т. Имеется местная биологическая защита из стали 120 мм, она же является несущей конструкцией ускорителя [26].

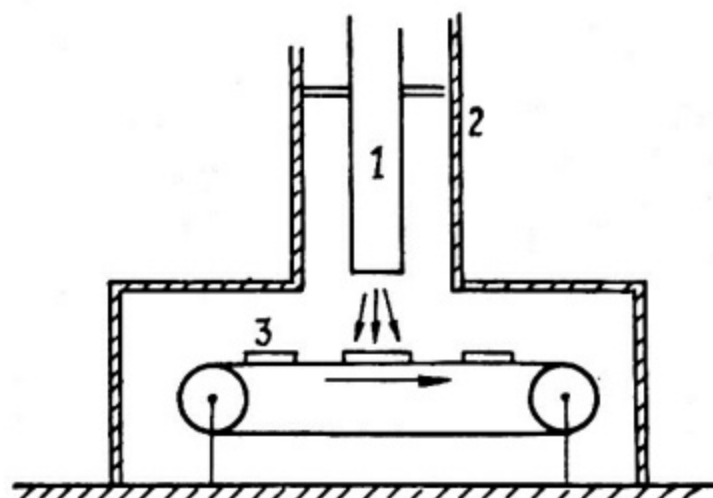


Рис. 43. Схема установки для отверждения лакокрасочных покрытий:

1 — ускоритель; 2 — защита; 3 — окрашиваемые детали на конвейере

Для отверждения покрытий на деталях футляров телевизоров создана установка с ускорителем "Аврора" (энергия электронов 0,5 МэВ, ток трех пучков 50 мА). Площадь каждого из трех окон для выпуска пучков из ускорителей 700 x 40 мм. На этой установке могут облучаться изделия размером до 800 x 555 x 25 мм, толщина полиэфирных покрытий до 300 мкм. После нанесения лака с помощью наливочной машины изделия на конвейере проходят под тремя пучками, получая дозу 5 Мрад. Такие установки используются на Симферопольском и Львовском телевизионных заводах [26].

Прививочная полимеризация мономеров на различных основах (подложках) также имеет большие промышленные перспективы и близка к отверждению покрытий, так как в обоих случаях устанавливаются химические связи между молекулами под-

ложки и мономера. Однако при отверждении покрытий главное — полимеризация слоя, а химические связи между гомополимером покрытия и подложкой лишь дополняют адгезионные связи. При прививочной полимеризации изменение поверхностных свойств обусловлено образованием сополимера, т.е. боковых цепей на свободных радикалах в цепях основного полимерного материала (синтетики, дерева, бумаги). Здесь образуется новый материал, молекулы которого отличаются от молекул основы и от прививаемого мономера.

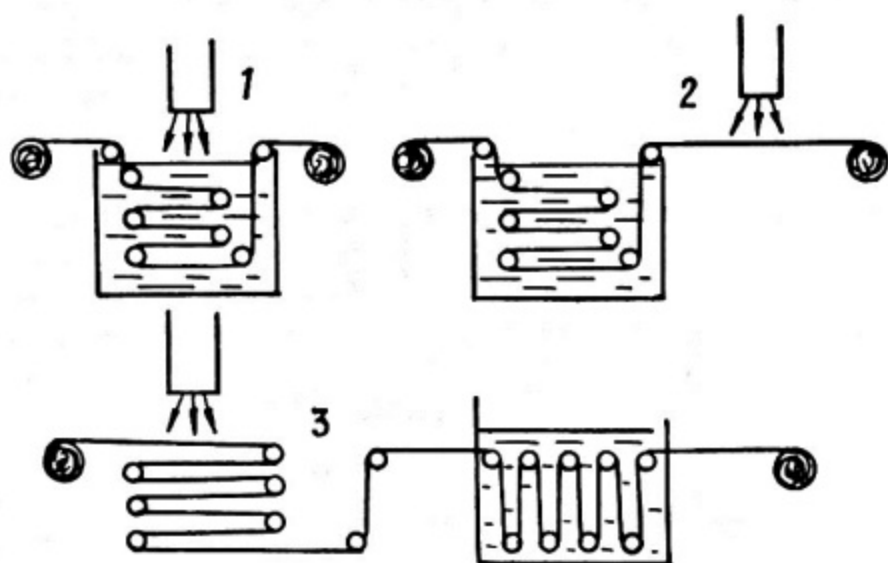


Рис. 44. Методы прививочной полимеризации:  
 1 — прямое облучение; 2 — предварительный контакт с мономером; 3 — последующий контакт с мономером

Существуют различные методы радиационно-прививочной полимеризации (рис. 44) [3]. При прямом методе, наиболее простом, полимер в процессе облучения контактирует с мономером в жидкой или газовой фазе. Метод, при котором перед облучением происходит предварительное насыщение полимера мономером, позволяет достичь заданной степени этого насыщения до проведения прививки. Метод с предварительным облучением полимера и с последующим контактом с мономером позволяет создать в полимере заданное количество радикалов и не оказывает вредного побочного действия на мономер, который не подвергается облучению. Примером последнего метода является облучение полимера в атмосфере кислорода или воздуха; при этом радикалы закрепляются в перекисных группах

для хранения полимера. Эти группы могут быть разрушены при нагреве до 150 °С перед началом процесса прививки с освобождением радикалов.

Наибольшее распространение прививочная полимеризация получила для модификации поверхностных свойств текстильных материалов. Она придает этим материалам свойства несминаемости, окрашиваемости, гидрофильности, гидрофобности, сохранения складки, стойкости к износу, загрязнению и накоплению электрического заряда. Общеизвестна проблема синтетических тканей (нейлона, полиэфира), которые не требуют глажки, но не обеспечивают комфортности белья; в то же время ткани из натуральных волокон имеют склонность к образованию складок при носке, стирке и чистке.

Появление в 60-х годах мощных промышленных ускорителей позволило производить радиационную обработку тканей со скоростью, равной скорости основного технологического процесса выработки тканей (порядка 100 м/мин). Для прививочной полимеризации на тканях требуется доза 0,5 – 5 Мрад, а для совместимости двух процессов их производства нужна мощность дозы 50 – 500 Мрад/мин. Это достижимо на ускорителях с мощностью пучка в несколько десятков киловатт при движении ткани под пучком "змейкой".

Были выполнены опыты по прививке акриловой и метакриловой кислот к тканям для получения антимикробных и противогнилостных свойств, а также кальциевой соли акриловой кислоты для получения марли с гемостатическими (кровеостанавливающими) свойствами. Время свертывания крови при использовании такой марли в 2 – 3 раза меньше, чем обычной, что важно в хирургии [38]. Были получены зависимости степени прививки от дозы, они имеют тенденцию к насыщению (рис. 45). Для антимикробных и противогнилостных тканей нет аналогов, полученных без радиационного процесса.

К 1975 г. создана промышленная технологическая линия жидкофазной радиационно-химической отделки тканей с использованием ускорителя "Электрон-IIIМ" с местной биологической защитой на Глуховском хлопчатобумажном комбинате [39]. Ширина отделяемой ткани 1 м, скорость протяжки под пучком 100 м/мин; установка называется "Полотно". Из антимикробной ткани шьют халаты, постельное белье для больниц, железнодорожных вагонов, гостиниц.

К процессам радиационной сополимеризации относится получение стеклопластика. Это – гетерогенный армированный ма-

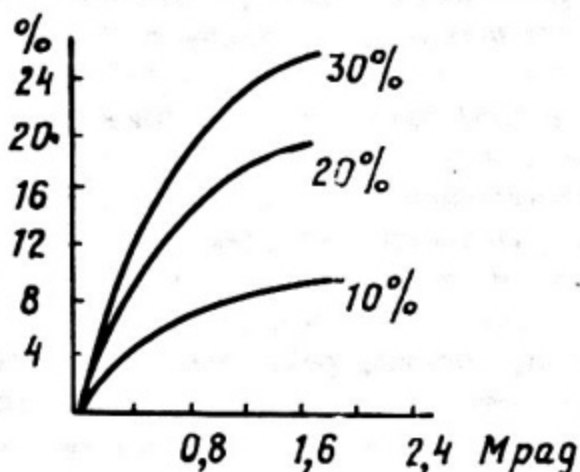
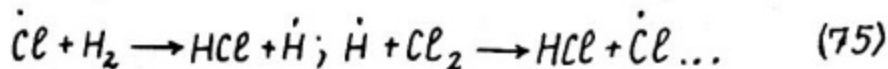


Рис. 45. Типовые зависимости степени прививки сополимера к тканям от дозы при разных исходных концентрациях кислоты

териал: стеклоткань пропитывается связкой из смеси полиэфирной смолы и винилового мономера, далее производится их сополимеризация под излучением. При дозе в несколько Мрад создается густая трехмерная структура, а сам материал после отверждения обладает прочностью на 75% большей, чем термохимический стеклопластик. Производство стеклопластика осуществляется на радиационно-химической установке с ускорителем "Электрон"; ширина ленты пластика под пучком 980 мм, толщина пленки до 500 мкм, скорость протяжки до 60 м/мин. Производительность выпуска стеклопластика до 0,5 млн. м<sup>3</sup> в год [26]. Освоено также радиационно-химическое производство самослипающейся электроизоляционной резиностеклоткани, не имеющей аналогов среди существующих изоляционных материалов. Она обладает высокой адгезией к изолируемым материалам, а также высокой аутогезией (самослипаемостью), и может найти широкое применение для крупных электрических машин.

Примером радиационно-химического процесса в газовой среде является промышленный способ очистки хлора от водорода [40]. При электролитической диссоциации  $HCl$  получаемый хлор содержит до 1% водорода; сжатие хлора сжатием может повысить концентрацию водорода до предела взрываемости (4%). Остаток после конденсации взрывоопасен; с ним теряется до 10% хлора. Радиационная очистка хлора отрабатывалась на ускорителе ЭЛИТ-1; суть ее заключается в инициировании цепных реакций:



В результате водород переводится в  $H_2$  почти без остатка; радиационно-химический выход процесса достигает  $10^6$  мол/100 эВ.

Трубы из радиационно-сшитого полиэтилена имеют температуру размягчения выше, чем из обычного полиэтилена, и могут быть использованы для перекачки горячей воды, кислот, щелочей, других агрессивных жидкостей. Большие перспективы обещает радиационно-химический способ очистки сточных вод с помощью ускорителей [41]. В настоящее время вода, используемая в промышленности и в коммунальном хозяйстве, возвращается в естественные водоемы, причем только 10% воды в очищенном виде. Эти водоемы способны очистить естественным образом только ограниченное количество сточных вод, поэтому их санитарное состояние ухудшается. Применяются биологические и физико-химические методы очистки: нейтрализация и окисление, очистка ионно-обменными смолами. Целью очистки является снижение главных показателей загрязненности воды: способности к химическому и биологическому поглощению кислорода (ХПК и БПК), концентрации взвешенных частиц, пенообразования.

Радиационный метод очистки увеличивает скорость седиментации частиц, способствует разложению и растворению твердых примесей, осуществляет деструкцию органических загрязнений, ослабляет цветность и запах. В результате радиолитического окисления примесей под пучком излучения происходит снижение удельных показателей ХПК и БПК. Один из приемов предочистки — перевод загрязнений из жидкости в пену путем интенсивной аэрации стока и гашение пены пучком электронов. В пену может быть переведено до 95% загрязнений, здесь они облучаются более интенсивно. В результате радиолитического окисления воды происходит образование активных окислителей (см. уравнения (68) — (71)). Пена сточных вод есть гетерогенная система из воды в тонкой пленке и комплекса веществ органического и минерального происхождения. Все они окисляются продуктами радиолитического окисления воды. В пузырьках образуются озон, атомарный кислород, окислы азота — очень активные вещества, увеличивающие скорость окислительных процессов.

Были поставлены опыты по очистке стоков химико-фармацевтического завода с использованием ускорителя ЭЛИТ-1 [41]. Энергия электронов равнялась 0,65 МэВ, средний ток пучка 250 мкА. Реакционная камера имела пористую перегородку в днище для подачи сжатого воздуха с целью пенообразования. Слой сточной воды в 1 см вспенивался и облучался с удельной

мощностью дозы 140 Вт/кг (рис. 46). Результаты показаны на рис. 47. Исходные сточные воды содержали ядовитые вещества: бутанол, формальдегид, хлорамин и др. Можно наглядно видеть, как за первые 4 – 5 мин облучения снижаются ХПК и цветность, показатель pH сдвигается из нейтральной области в кислую. В 1975 г. в Мюнхене состоялся Международный симпозиум по радиационной переработке отходов, на котором обсуждалась, в частности, экономическая сторона этой проблемы. Были сделаны интересные оценки: для переработки бытовых отходов США нужно количество изотопа  $^{60}\text{Co}$  с общей активностью  $6,1 \cdot 10^4$  МКи или суммарная мощность пучков ускорителей 870 МВт. Такое количество кобальта может быть наработано к 2000 г. Уже имеются установки с мощностью 150 кВт и разрабатываются ускорители с мощностью 1 МВт. Такие страны, как СССР, США, Япония, европейские государства, могут построить за 10 лет 1000 ускорителей с общей мощностью пучков 1000 МВт и тем обеспечить переработку отходов своей промышленности [41].

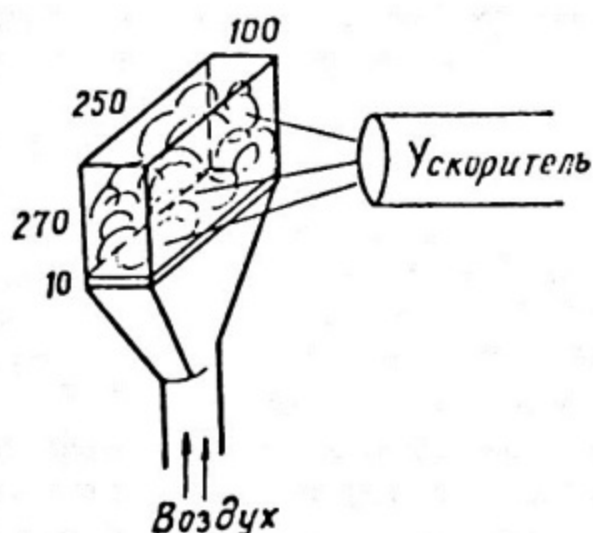


Рис. 46. Схема опыта по радиационной очистке промышленных стоков

До сих пор мы рассматривали радиационно-химические процессы в тонких слоях материалов, когда пробег частиц больше толщины слоя. Для толстых слоев требуется соответственно более высокая энергия электронов. Условной граничной энергией для процессов в толстых слоях принято считать величину 0,7 МэВ (соответствующая толщина материала равна  $0,2 \text{ г/см}^2$ ). При более высоких энергиях уже требуется общая защита помещений; поэтому 1 кВт·ч излучения имеет более высокую стоимость.

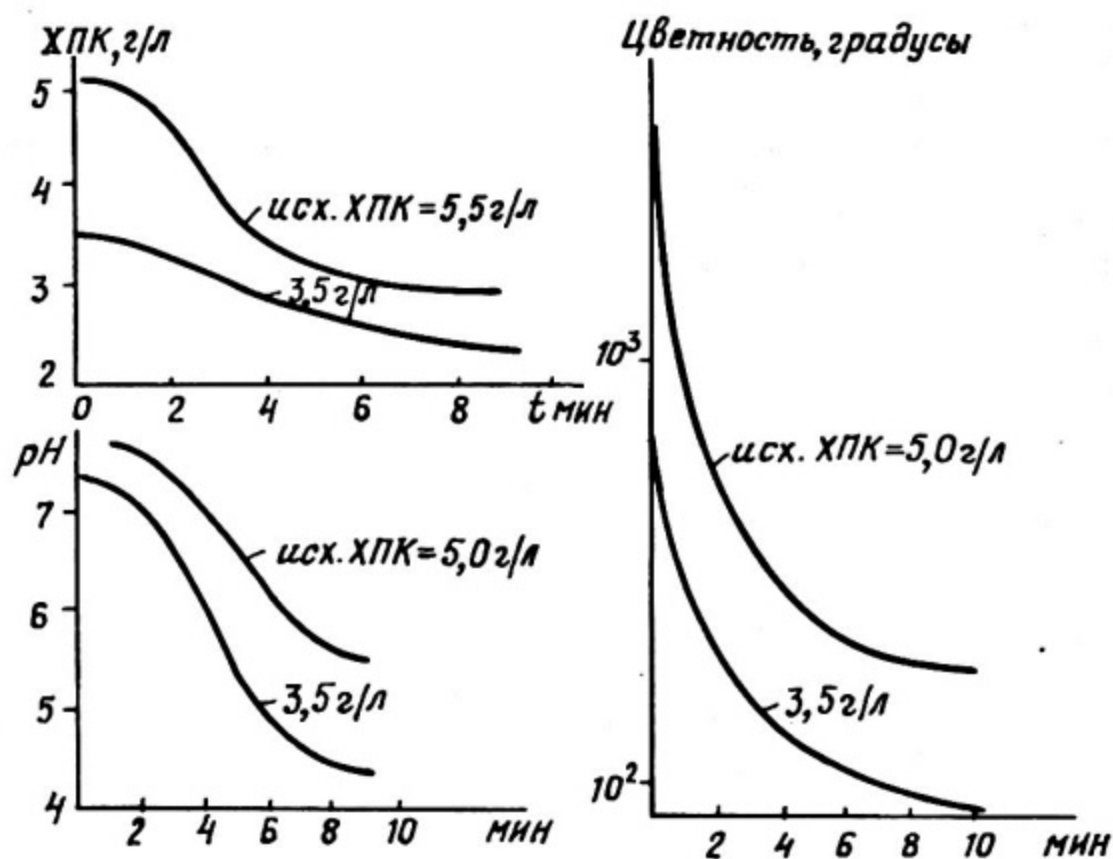


Рис. 47. Снижение показателей загрязненности воды при облучении пучком ускоренных электронов

Основной промышленный процесс такого рода — радиационное сшивание полиэтилена в толстых слоях, главным образом в изоляции кабелей. У обычного кабеля ресурс работы падает при повышенной температуре из-за термоокисления и последующей потери эластичности. Кабельный полиэтилен с добавкой 0,05 — 2% стабилизирующего вещества при оптимальной дозе повышает свой ресурс до 15 тыс.ч при 150 °С и даже до нескольких часов при 250 — 300 °С. Одновременно улучшаются электрическая прочность, влагостойкость, эластичность. В этих процессах применение ускорителей более выгодно, чем изотопов, так как более высокая мощность дозы позволяет уменьшить радиационное окисление и обеспечить высокую производительность процесса, соответствующую технологии кабельного производства.

Установка для облучения кабельной изоляции создана в Подольском НИИ кабельной промышленности [26]. Оптимальная доза при облучении кабеля 50 – 100 Мрад. Такое облучение вызывает нагрев кабеля до 250 – 300 °С по оценкам адиабатического приближения, поэтому требуется многократное облучение с дроблением дозы. Одновременно улучшается равномерность облучения, так как исключается затенение от жилы при экспозиции кабеля под пучком с разных сторон. Испытания проводились на ускорителе МИФИ У-10 и на ускорителе ЭЛТ-1,5 с энергией электронов 1,5 МэВ и мощностью пучка 25 кВт.

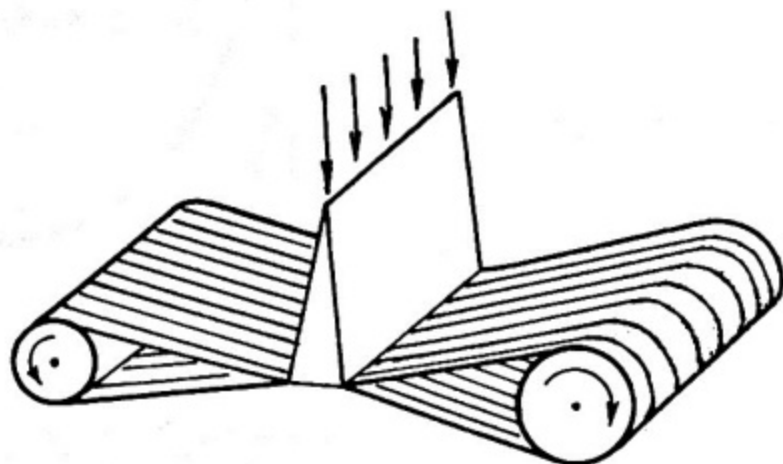


Рис. 48. Схема процесса облучения кабеля пучком ускоренных электронов

Набор шкивов протягивает "восьмеркой" много параллельных линий кабеля под пучком (рис. 48). Направление развертки пучка ориентировано вдоль линии скрещивания кабелей, что обеспечивает высокий коэффициент использования пучка (35 – 60%). Число проходов кабеля под пучком – до 35 раз, скорость протяжки 25 – 100 м/мин.

В СССР уже выпускается широкий ассортимент радиационно-модифицированных кабелей: монтажные провода, коаксиальные кабели, антивибрационные кабели, используемые для каротажных работ, при сверхглубоком бурении, в погружных насосах и т.д.

В заключение рассмотрим применение тяжелых ионов высокой энергии в радиационно-химических процессах. С их помощью можно получать ядерные фильтры, имеющие сверхмалые отверстия точных размеров и идеально круглой формы в тонких

пленках слюды, стекла, пластика [35]. Пучок тяжелых ионов при пересечении пленки создает в ней каналы сильного радиационного повреждения (рис. 49,а). Под действием кислорода воздуха или в атмосфере перекиси водорода  $H_2O_2$ , более энергичного окислителя, радикалы захватывают атомы кислорода и образуют кислоты. Травление переводит их в растворимые соли. После промывки пленки в ней образуются сквозные отверстия в тех местах, где пленка была пробита ионами.

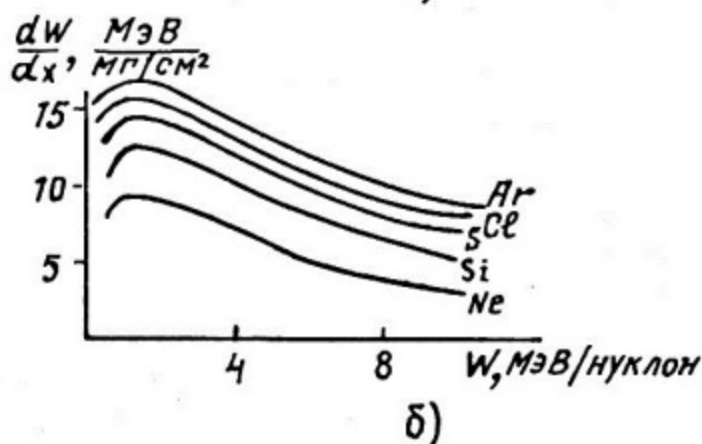
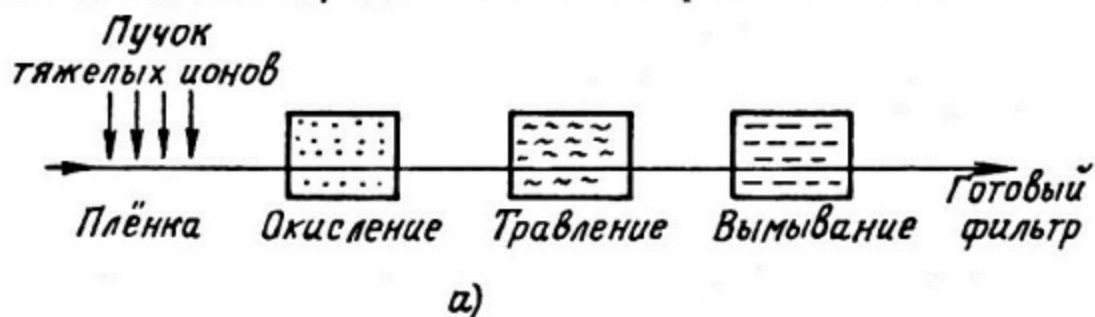


Рис. 49. Схема процесса получения ядерных фильтров (а); ЛПЭ тяжелых ионов в зависимости от их энергии (б)

Диаметр отверстия зависит от вида иона, материала пленки и технологии травления. Для ускорения травления пленка дополнительно облучается ультрафиолетовым светом с целью дальнейшего расщепления ослабленных связей. Для пленки из поликарбоната оптимальная длина волны ультрафиолетовых лучей 280 – 300 нм. Существует также оптимальная энергия ионов, при которой их ЛПЭ в пленке достигает максимума; эта энергия обычно составляет 1 – 2 МэВ/нуклон (рис. 49,б).

С помощью тяжелых ионов можно получать поры различного размера: от 4 нм до нескольких десятков микрометра; толщина пленки может быть от единиц до десятков микрометра. Размер готового фильтра при рассеянии пучков может дости-

гать нескольких кв.метров. При интенсивности пучка  $10^{13}$  ион/с, характерной для ускорения ионов ксенона на циклотроне МЗИ У-300, производительность выработки фильтров может достигать сотен - тысяч кв.метров в сутки.

Пропускная способность фильтров из поликарбонатной пленки при числе отверстий  $4 \cdot 10^5$  см<sup>-2</sup> и перепаде давлений в одну атмосферу составляет при диаметре отверстий 500 нм по воздуху 20 л/(с.дм<sup>2</sup>), по воде 100 см<sup>3</sup>/(с.дм<sup>2</sup>). При диаметре пор в 50 нм пропускная способность по воздуху 0,8 л/(с.дм<sup>2</sup>), по воде 1,2 см<sup>3</sup>/(с.дм<sup>2</sup>). Ядерные фильтры имеют очень малый разброс размеров, они устойчивы к кислотам и щелочам, низким гелиевым и высоким автоклавным температурам.

С помощью ядерных фильтров осуществляется сверхтонкая технологическая очистка и разделение веществ, например фильтрация кислот, аэрозолей, фоторезистов в микроэлектронной технологии. В микроэлектронных материалах малая примесь может привести к браку, поэтому ядерные фильтры улучшают процент выхода годных изделий. Набор фильтров позволяет анализировать частицы по размерам. Можно, в частности, с помощью пор диаметром 4,5 мкм выделять раковые клетки из крови для клинической диагностики и цитологических исследований. Ядерными фильтрами можно очищать воду от бактерий (при диаметре пор более 0,2 мкм) и от вирусов (при диаметре более 4 - 5 мкм). Ядерные фильтры с алюминизацией - хорошие тепловые экраны; будучи газопроницаемыми, они отражают тепловые лучи с длиной волны больше половины диаметра пор. Например при температуре менее 300 К почти вся лучистая энергия переносится колебаниями с длиной волны более 5 мкм, для их отражения достаточно использовать поры с диаметром менее 2,5 мкм; более мелкие поры позволяют создать теплоизоляцию от более высоких температур.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рябухин Ю.С., Шальнов А.В. Ускоренные пучки и их применение. - М.: Атомиздат, 1980.
2. Материалы XXУ1 съезда КПСС. - М.: Политиздат, 1981, 223 с.
3. Чепель Л.В. Применение ускорителей электронов в радиационной химии. - М.: Атомиздат, 1975.

4. Блохин Н. Н. - Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям, 1972, т. 1, с. 43.
5. Глухих В. А. - Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям, 1976, т. 11, с. 147.
6. Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В. Линейные ускорители. - М.: Атомиздат, 1969.
7. Вальднер О. А. - Известия вузов. Сер. физики, 1972, № 12, с. 14.
8. Вальднер О. А., Собенин Н. П., Зверев Б. В., Щедрин И. С. Справочник по диафрагмированным волноводам. - М.: Атомиздат, 1977.
9. Глазков А. А., Павлов Ю. С. - В сб.: Ускорители, 1976, вып. XV, с. 13.
10. Будкер Г. И. - Доклады II Всесоюзного совещания по применению ускорителей в народном хозяйстве, 1975, т. 1, с. 48.
11. Комар Е. Г. - Атомная энергия, 1971, т. 31, № 4, с. 426.
12. Капица С. П. - Атомная энергия, 1965, т. 18, № 3, с. 206.
13. Степанчук В. П. и др. - См. [10], т. 2, с. 363; т. 1, с. 48.
14. Грызлов А. В. и др. - Доклады III Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве, 1979, т. I, с. 196.
15. Вальднер О. А., Милованов О. С. - В сб.: Ускорители, 1970, вып. XII, с. 83.
16. Селезнев В. Д. и др. - В сб.: Ускорители, 1975, вып. XVI, с. 52.
17. Вальднер О. А., Глазков А. А. - В сб.: Ускорители, 1975, вып. XVII, с. 5.
18. Чепель Л. В. - См. [10], т. 1, с. 365.
19. Милованов О. С., Смирнов И. А. - В сб.: Ускорители, 1969, вып. I, с. 57.
20. Москалев В. А., Шестаков В. Г. Контроль и измерение параметров пучков заряженных частиц. - М.: Атомиздат, 1973.
21. Глазов А. И., Шестак В. П., Викулов В. Ф. - В сб.: Ускорители, 1976, вып. XV, с. 28.
22. Глазков А. А., Глазов А. И., Алексеев Л. К. - См. [14], т. III, с. 257.
23. Милованов О. С., Дронин В. Н. - См. [10], т. 2, с. 244.
24. Evert P. J. et al. - Phys. Rev. 183, 422, 1969.

25. Вальднер О. А., Глазков А. А., Пятнов Е. Г., Селезнев В. Д. - В сб.: Ускорители, 1963, вып. 5, с. 96.
26. Козлов Ю. Д. Расчет и конструирование радиационно-химических установок с ускорителями электронов. - М.: Атомиздат, 1975.
27. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. I, П. - М.: Атомиздат, 1974.
28. Гольдин Н. Н., Желепов В. П. - УФН, 1973, т. 110, № 1, с. 77.
29. Воробьев В. А. Бетатроны в дефектоскопии. - М.: Атомиздат, 1974.
30. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные дефекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. - М.: Атомиздат, 1969.
31. Баранский П. И. Полупроводниковая электроника (справочник). - Киев: Наукова думка, 1975.
32. Патрикеев Л. Н., Подлепецкий Б. И., Попов В. Д. Радиационная стойкость полупроводниковых приборов и интегральных схем. - М.: Изд. МИФИ, 1975.
33. Федотов А. Я. Основы физики полупроводниковых приборов. - М.: Советское радио, 1970.
34. Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика. - М.: Изд. иностр. лит., 1955.
35. Флеров Г. Н., Барашенков В. С. - УФН, т. 114, с. 351.
36. Lee D. H., Meyer J. W. - Proc. IEEE 62, № 9, 1974.
37. Штань И. И. Радиационная техника. Ч. 1. - М.: Изд. МИФИ, 1975.
38. Коньков Н. Г. и др. - Доклад на Всесоюзном семинаре по радиационной химии, ВДНХ, 1973 (опубл.).
39. Буров В. К. и др. - Доклады II Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве, 1975, т. 1, с. 391.
40. Джагацпаян Р. В., Коньков Н. Г. - Доклад на Всесоюзном семинаре по радиационной химии, ВДНХ, 1973 (опубл.).
41. Коньков Н. Г. - См. [10], т. I, с. 307.
42. Москалев В. А. и др. - См. [10], т. 2, с. 368.
43. Бажилин В. В. и др. - См. [10], т. 2, с. 389.
44. Глейзер И. Д., Диденко А. Н. и др. - Атомная энергия, 1974, т. 36, № 5, с. 378.

Анатолий Александрович Глазков

ПРОМЫШЛЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ И ИХ  
ПРИМЕНЕНИЕ В ЭЛЕКТРОНИКЕ И  
ХИМИИ

Редактор Н. Н. Антонова  
Техн. редактор З. И. Хазова  
Корректор В. З. Решетникова

---

Л- 86875	Подписано в печать 21/хл - 1987г.	
Формат 60x84 1/16	Объем 6,25 п.л.	Уч.-изд.л. 5,4
Тираж 150 экз.	Изд. № 086-1	Заказ 1844
	Цена 38 коп.	

---

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31