сильные магнитные поля

Г. М. Страховский и Н. В. Кравцов

І. СИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Для многих физических и технических исследований необходимо применение сильных магнитных полей. Пионером в этой области был П. Л. Капица, получивший в 1924 г. магнитное поле в 500 000 эрстед, используя разряд батареи аккумуляторов через соленоид с малым сопротивлением, а в 1927 г. — поле в 300 000 э с помощью закорачивания мощного генератора тока соленоидом с малым сопротивлением (электромеханический способ получения сильных полей).

В настоящее время в лабораторных условиях достигнуты напряженности поля до 1,6.10⁶ э, которые, по-видимому, не являются пределом.

Краткий перечень работ по получению сильных магнитных полей дан в таблице I.

Таблица I

Автор	Год	Поле в кэ	Мстод	Объем см ³	Литера- тура
II. Л. Капица Уоли	1924	500 450	Разряд батареи	0,005	$\frac{2}{2}$
3.0111	1920	400	газряд конденсатор- ной батареи	0,5	ა
П. Л. Капица	1927	320	Электромеханический способ	2	4
Биттер	1936	100	Постоянный ток	25	19
Гааз, Вестердинк	1946	200	Разряд батареи	1	28
Д. Шенберг	1950	90	Разряд конденсатор- ной батареи	3	46
Г. М. Страховский	1952	150	Разряд искусственной линии. Получение импульсов прямо- угом ной формы.	1	45,86
Ольсен	1953	150	уюльной формы Разряд конденсатор- ной батареи	0,15	49
Майер	1953	250	То же	0.5	50
В. С. Комельков, Н. Г. Аретов	1956	700	»	, 	74
Фурс, Ванек	1956	600	»	0,1	64
Левин, Фурс	Dypc 1956 1500 »))	<u> </u>	63
Фонер, Колм	1956	750	»		6 5
Г. И. Будкер	1956		Релятивистски стаби- лизированный элек- тронный цучок		76
Левин, Фурс, Ванек	1957	1600	Разряд конденсатор- ной батарек		108
Чандрасскар, Левин	1956		Магнитные поля		81
Фурс, Ванек	1957		без механических		108
			сил, действующих на катушки		

Достижение сильных магнитных полей (в дальнейшем сильными будем называть поля с напряженностью, превышающей 20÷30 кэ) возможно несколькими способами. Постоянные магнитные поля с напряженностью до 50÷70 кэ могут быть получены или с помощью электромагнитов с железными сердечниками, или с помощью безжелезных соленоидов. Этим последним способом Ф. Биттер получил в 1936 г. поле напряженностью в 10⁵ э в объеме 25 см³; потребляемая мощность при этом составляла 1700 квт. Импульсные магнитные поля получают, используя разряд конденсаторной или аккумуляторной батареи через катушку с небольшим сопротивлением. Этим методом возможно достижение полей в миллион эрстед при длительности импульса поля 10-÷10 000 µсек.

Дальнейшее увеличение напряженности поля затруднено из-за огромных механических сил, возникающих при этом, и нагревания соленоида, приводящих к его разрушению. Весьма интересной идеей, которая, возможно, найдет применение для получения сильных импульсных полей, является идея о возможности создания такой конструкции соленоида, в которой отсутствуют механические напряжения. Для этого необходимо, чтобы вектор плотности тока был параллелен вектору магнитного поля, т. е.

 $\mathbf{i} = \alpha \mathbf{H}$.

Возможность создания таких конструкций рассматривалась рядом авторов^{81, 82, 83, 108}. Так, в работе Фурса и др. ¹⁰⁸ показано, что использование тороидальных конструкций позволяет, если не полностью устранить действие механических сил, то значительно ослабить их. Это реализовано также в плазмоидах, полученных Бостиком ^{83, 108}.

За последнее время интенсивно развиваются новые области физики, где создаются и используются сильные магнитные поля: физика плазмы и ускорители с безжелезными электромагнитами ^{75, 79, 80, 82, 83, 112, 113, 114}. Сильные магнитные поля могут быть созданы с помощью релятивистски стабилизированного пучка электронов, обладающего сильной самофокусировкой, причем собственное магнитное поле пучка оказывается гораздо больше внешнего магнитного поля. Впервые этот вопрос был подробно исследован Г. И. Будкером ^{76, 84}. Расчет показывает, что при силе тока в 1000 *а* поле на поверхности пучка оказывается равным $50 \cdot 10^3 \, s$, в то время как поле, необходимое для удержания этого пучка на орбите радиуса 1 *м*, имеет напряженность всего 1350 *э*.

Несколько в стороне от названных способов получения сильных магнитных полей стоит вопрос об использовании внутриатомных магнитных полей, которые имеют очень высокую напряженность, достигающую полумиллиона эрстед ⁵².

Сильные магнитные поля П. Л. Капица использовал вначале при изучении магнитострикции и гальваномагнитных эффектов ^{4, 5, 7, 8, 9}. ^{10, 11, 12}. В дальнейшем такие поля получили применение в различных областях физики: в ядерной физике, оптике, физике твердого тела и др. В ядерной физике для исследования элементарных частиц высоких энергий применяются камеры Вильсона, фотопластинки и пузырьковые камеры, помещенные в сильные постоянные или импульсные магнитные поля^{41, 45, 55, 58, 59, 60, 64, 86, 90, 91, 97, 111, 115}, что позволяет определять знак заряда и импульс релятивистских частиц, особенно короткоживущих, таких, как мезоны и гипероны. В этой области большое значение имеет вопрос синхропизации работы ускорителя, дающего импульсный пучок быстрых частиц, с импульсным магнитным полем. Современная техника позволяет производить такую синхронизацию с точностью до долей микросекунды ^{45, 56, 86}. К сожалению, импульсные магнитные поля оказываются совершенно неприменнующи для исследования космических лучей. Возможно также использование сильных магнитных полей для поляризации атомных ядер, что является необходимым во многих экспериментах ^{52, 103}. Степень поляризации определяется следующей формулой:

$$P = \frac{1}{3} \frac{I+1}{I} \frac{\mu H}{kT} \, .$$

Расчет показывает, например, что для поляризации ядер на 50 % при температуре 0,01° К необходимо поле в 75 кэ. На интересную возможность применения сильных магнитных полей для поляризации электронного пучка, инжектируемого в ускоритель, указано Л. Н. Розенцвейгом ^{71, 95}.

Сильные магнитные поля находят широкое применение и для исследования свойств вещества. В частности, большой интерес представляет изучение эффекта Коттон-Мутона, изучение магнито-оптических и гальваномагнитных эффектов, а также магнитострикции и намагниченности в сильных импульсных полях. Большое число работ посвящено изучению эффекта де-Гааза^{38, 46, 47, 64, 70, 93}. Применение сильных магнитных полей позволяет проводить изучение резонансных явлений (циклотронный, ферро- и антиферромагнитный резонанс) в области субмиллиметровых радиоволн^{35, 66, 68, 96}, что открывает большие возможности для новых исследований в радиоспектроскопии.

н. электромагниты с железными сердечниками

Для цолучения магнитных полей вплоть до 50.10³ э, как правило, применяются электромагниты с железными сердечниками. Существует большое число конструкций лабораторных электромагнитов для получения полей 30 000 ÷ 50 000 э^{14, 20, 22, 44, 94, 109},

конструкция которых является резулькомпромиссного решения чататом сто противоречивых требований, таких как: 1) необходимость получения поля высокой напряженности, 2) необходимая однородность поля в рабочем объеме, 3) доступность рабочего объема. 4) эффективность охлаждения магнита, 5) затрата мощности и коэффициент ее использования и т. п. На рис. 1 приведена наиболее часто применяемая схема электромагнита. Участки магнитной цепи, где индукция достигает наибольшей величиныполюсные наконечники, обычно изготовляются из железокобальтовых сплавов,



Рис. 1. Типичная схема лабораторного электромагнита.

а ярмо и сердечники—из мягкого железа. Величина максимально достижимых полей в таких электромагнитах ограничивается насыщением магнитопровода, наступающим в случае обычного железа при $B=17\ 000 \div$ $-20\ 000\ ec$, а в случае специальных сплавов при $B=24\ 000 \div 26\ 000\ ec$.

Однако правильный выбор формы полюсных наконечников позволяет получать поля до 70 кэ, т. е. значительно превышающие индукцию насыщения. Выбор оптимальной формы полюсных наконечников оказывается достаточно сложным ввиду отсутствия разработанных методов расчета полюсных наконечников с учетом насыщения, и в большинстве случаев их конфигурация уточняется опытным путем.

Рассмотрим полюсные наконечники, изображенные на рис. 2. Если намагниченность в каждой точке принять параллельной оси OO' и если индукция в полюсных наконечниках достигает насыщения, то поле в точке *P* может быть вычислено по формуле ²⁰:

$$H = 2,3B_s \sin^2 \varphi \ln \frac{r_2}{r_1} . \tag{2,1}$$

Нетрудно найти оптимальное значение угла ф, которое оказывается равным 54°44'; подставляя это значение в формулу (2,1), получим:

$$H = 0,88B_{s} \ln \frac{r_{2}}{r_{1}} \,. \tag{2,2}$$

Форма обычно используемых наконечников для получения сильных полей близка к изображенной на рис. 2. Однако практически достижимые



Рис. 2. Форма полюсных наконечников для получения сильного магнитного поля.

поля оказываются несколько меньшими, чем вычисленные по формуле (2,2); это объясняется тем, что намагниченность полюсов не параллельна их оси. В общем случае поле электромагнита может рассматриваться как поле, создаваемое большим числом магнитных диполей, из которых состоит электромагнит. Поле каждого диполя можно выразить формулой

$$\mathbf{H} = \frac{3\,(\mu \mathbf{r})\,\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mu}{r^3}\,.$$

Составляющая такого поля в направлении оси х имеет следующий вид:

$$H_{\mathbf{x}} = \frac{M}{r^3} \left(2\cos\vartheta\cos\varphi + \sin\vartheta\sin\varphi \right)$$

(см. рис. 3).

 \hat{H} етрудно найти, при каком значении угла ϑ напряженность H_x достигает максимума при фиксированных значениях r и φ . Полагая





получим, что

$$(H_x)_{\max} = \frac{2\mu}{r^3} \frac{1 + \cos^2 \varphi}{\left(1 + 3\cos^2 \varphi\right)^{1/2}} \,. \quad (2,3)$$

При помощи этой формулы может быть найдено поле, создаваемое *N* магнитными диполями:

$$H_{x} = \frac{B_{s}}{4\pi} \int_{v} \frac{1}{r^{3}} \frac{1 + \cos^{2} \varphi}{(1 + 3\cos^{2} \varphi)^{1/2}} dv. \quad (2,4)$$

Формула (2,4) не всегда сводится к элементарным функциям и в ряде практически важных случаев необходимо выполнять численное интегрирование. Расчеты электромагнитов простых форм, исходя из этой формулы, сделаны Биттером²⁰. Для многих экспериментов необходимо получение достаточно однородных полей в значительном объеме. Однородность поля в зазоре электромагнита зависит от отношения $\frac{2r_1}{l}$ и растет вместе

696

с ростом этого отношения. Расчету степени однородности магнитного поля и вопросам ее повышения при использовании полюсных наконечников более сложной формы посвящены работы ^{18, 88}. Однако эти расчеты достаточно сложны и неточны для магнитов, когда сильно сказывается насыщение. В качестве примера рассмотрим лабораторный электромагнит

(рис. 4), с помощью которого возможно получение полей до 50 $\kappa 2^{94}$. Магнит



Рис. 4. Лабораторный электромагнит.

состоит из ярма диаметром 630 *мм*, сердечников диаметром 630 *мм* с обмоткой и набора полюсных наконечников (кернов). Ярмо и сердечники, литые из безуглеродистой стали; керны (наконечники) изготовлены из лучшего безуглеродистого железа; вес магнита составляет 3,5 *m*. Обмотка выполнена проводом сечением



Рис. 5. Зависимость напряженности голя от тока в обмотке при различных газорах и диаметрах полюсных накокечников электромагнита (см. рис. 4).

25 мм² и имеет 170 000 ампер-витков. Охлаждение воздушное. На рис. 5 показана зависимость поля от расстояния между полюсами электромагнита.

III. БЕЗЖЕЛЕЗНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ

Значительно бо́льшие магнитные поля могут быть получены с помощью соленоидов. Приведенные в этом разделе формулы для расчета магнитных полей оказываются применимыми для соленоидов, питаемых как постоянным, так и импульсным током. Рассмотрим основные типы соленоидов, которые используются для получения сильных магнитных полей. Если *i*—плотность тока в a/cm^2 , то для кругового витка с током радиуса *r* поле на оси на расстоянии *x* от плоскости витка, создаваемое элементом тока, равно

$$dH = \frac{2\pi i r^2}{10} \frac{dr \, dx}{(r^2 + x^2)^{1/2}} \,. \tag{3.1}$$

Необходимая для поддержания тока мощность

$$dw = 2\pi \varrho r i^2 \, dr \, dx,\tag{3,2}$$

где о выражено в *ом/см²*.

Эти формулы лежат в основе расчетов любых конструкций соленоидов. Если только часть объема соленоида заполнена проводником (именно этот случай реализуется в действительности), то результат должен быть умножен на фактор заполнения λ .

8 УФН, т. LXX, вып. 4

А. Цилиндрическая катушка с постоянной плотностью тока. Введем обозначения (рис. 6)

$$\frac{a_2}{a_1}=\alpha, \qquad \frac{b}{a_1}=\beta.$$

Согласно формулам (3,1) и (3,2) получим:

$$H = \frac{\pi i \lambda}{5} \int_{a_1}^{a_2} r^2 dr \int_{-b}^{+b} \frac{dx}{(r^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{2\pi}{5} b\lambda i \ln \frac{a_2 + (b^2 + a_2^2)^{1/2}}{a_1 + (b^2 + a_1^2)^{1/2}},$$
(3.3)

$$w = 2\pi \varrho i^2 \lambda b \left(a_2^2 - a_1^2 \right).$$
 (3,4)

Исключая і, получим выражение для напряженности поля в центре соленоида

где



 $H = G_1 \left(\frac{\omega \lambda}{\varrho a_1} \right)^{1/2} ,$ (3,5)

$$G_1 = \frac{(2\pi)^{1/2}}{5} \left(\frac{\beta}{\alpha^2 - 1}\right) \ln \frac{\alpha + (\beta^2 + \alpha^2)^{1/2}}{1 + (\beta^2 + 1)^{1/2}}.$$
 (3,6)

Величина G₁ достигает максимума, равного 0,179 при $\alpha = 3$ и $\beta = 2$.

Рис. 6. Цилиндрический соленоид.

В. Цилиндрическая катушка с оптимальным радиальным распределением тока. Пусть зависимость плотности тока от радиуса катушки задается некоторой функцией i = f(r), тогда

$$H = \frac{\pi \lambda}{10} \int_{a_1}^{a_2} rf(r) dr \int_{-b}^{+b} \frac{dx}{(r^2 + x^2)^{3/2}}$$
$$w = 4\pi \varrho \lambda \int_{a_1}^{a_2} rf^2(r) dr.$$

Можно показать¹⁹, что в оптимальном случае поле в таком соленоиде может быть представлено в виде

$$H = G_2 \left(\frac{w\lambda}{\varrho a_1}\right)^{1/2} . \tag{3,7}$$

Величина

$$G_{2} = 0.1 \left\{ \frac{2\pi}{\beta} \ln \alpha^{2} \frac{(1+\beta^{2})}{(\alpha^{2}+\beta^{2})} \right\}^{1/2}$$
(3.8)

достигает максимума, равного 0,225, при $\beta \approx 2$ и $\alpha = \infty$.

Пропуская через обмотку соленоида достаточно сильный ток в несколько тысяч ампер, можно получить поля порядка 100 000 э. Решающее значение при этом приобретает вопрос об охлаждении соленоида. В случае использования малых мощностей возможно охлаждение только наружной поверхности соленоида, что становится недостаточным, когда затрачиваемая мощность достигает десятков киловатт. Наиболее широкое распространение получило водяное охлаждение, хотя возможно охлаждение и с помощью некоторых органических жидкостей 77, 102. Возможно также охлаждение жидким азотом или гелием 46, 49, 53. Расчет нагревания и принудительного охлаждения не представляет больших трудностей^{15, 118}.

При работе с соленоидами важно бывает знать степень однородности магнитного поля в рабочем объеме, которая зависит от многих парамет-

698

ров и не может быть представлена в виде выражения, удобного для расчетов. Сделаем некоторые замечания относительно расчета однородности

ноля. Величина поля на оси соленоида на расстоянии x от центра О выражается следующей формулой:

$$H_{x}(x, 0) = \frac{2\pi nI}{20b(a_{2}-a_{1})} \left[(b+x) \times \left[(b+x)^{2} + a_{2}^{2} \right]^{1/2} + (b-x) \ln \frac{a_{2} + \left[(b+x)^{2} + a_{1}^{2} \right]^{1/2}}{a_{1} + \left[(b+x)^{2} + a_{1}^{2} \right]^{1/2}} + (b-x) \ln \frac{a_{2} + \left[(b-x)^{2} + a_{2}^{2} \right]^{1/2}}{a_{1} + \left[(b-x)^{2} + a_{1}^{2} \right]^{1/2}}.$$

$$(3.9)$$

Поле в соленоиде конечной длины имеет как аксиальную, так и радиальную составляющие, которые могут быть представлены в следующем виде:

$$H_{x}(x,r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{(n!)^{2}} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n} H^{(2n)}(x,0),$$
(3.40)

$$H_r(x, r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! (n-1)!} \times \left(\frac{r}{2}\right)^{2^{n-1}} H_x^{(2n-1)}(x, 0). \quad (3,11)$$

Здесь $H_x(x, r)$ —аксиальная составляющая поля в точке (x, r); $H_r(x, r)$ —радиальная составляющая в той же точке;

 $H_x(x, 0)$ — напряженность поля на оси на расстоянии xот O. Значения производных могут быть найдены дифференцированием формулы (3, 9). Обычно для расчета ограничиваются конечным числом членов в формулах (3, 10) и (3, 11).

Приведем конструкцию соленоида, рассчитанного на получение полей до 10⁵ э в значительном объеме (рис. 7) ²³. Распределение поля в соленоиде показано на рис 8, из которого видно, что возможно получить

однородное поле с точностью до 1% в объеме 25 см³. Соленоид питается постоянным током, величина которого может достигать 10 ка; рабочее напряжение 170 в. Охлаждение водяное, расход воды 500 л/сек; потреб-



Рис. 7. Конструкция соленоида для получения постоянного магнитного поля напряженностью до 100 000 э.



ляемая мощность 1700 *квт.* Графики, изображенные на рис. 9, иллюстрируют зависимость между максимальным полем, которое может быть получено с помощью охлаждаемого водой соленоида, приложенной мощностью и внутренним диаметром соленоида.



Рис. 9. Зависимость напряженности поля от диаметра соленоида при различных мощностях питания.

IV. ИМПУЛЬСНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Магнитные поля напряженностью свыше 100 000 э могут быть достигнуты с помощью соленоидов, питаемых импульсным током. Поскольку



Рис. 10. Схема установки для получения импульсных магнитных полей.

плотность тока в этом случае велика, использование очень постоянных токов не представляется возможным из-за трудности охлаждения соленоида. Импульсные токи достаточной плотности могут быть получены различными способами: разрядом батареи конденсаторов через соленоид с малым сопротивлением, разрядом химической батареи или электромеханическим способом ^{2, 4, 16, 17, 21},

На рис. 10 изображена принципиальная схема установки для получения импульсных магнитных полей. Запасенная в конденсаторах энергия почти полностью превращается в энергию магнитного поля:

$$W = \frac{1}{2}CV^2 = \frac{1}{2}LI^2 + W_{\text{потерь}} = \frac{1}{8\pi}\int H^2 dv + W_{\text{потерь}}.$$

Здесь С-емкость конденсаторной батареи, V-рабочее напряжение, а L-индуктивность катушки и подводящих шин. Ток в такой цепи описывается следующим выражением:

$$I = \frac{V}{L\omega} e^{-\mu t} \sin \omega t.$$

Отсюда максимальный ток, определяющий максимум поля, равен:

$$I_{\max} = \frac{V}{\left(\frac{L}{C}\right)^{1/2}} \exp\left[-\frac{\mu}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\mu}\right].$$
(4.1)

где введены следующие обозначения:

$$\omega = \left[\frac{1}{LC} + \frac{R^2}{4L^2}\right]^{1/2}, \quad \mu = \frac{R}{2L}, \quad L = L_1 + L_2, \quad R = R_1 + R_2,$$

 L_1 и R_1 —индуктивность и сопротивление соленоида, а L_2 и R_2 —подводящих шин и разрядника. Для получения максимального поля необходимо, чтобы внешняя индуктивность L_2 и внешнее сопротивление R_2 имели возможно меньшую величину, и, кроме того, выполнялось условие

$$\frac{R}{2L} \ll \frac{1}{\left(LC\right)^{1/2}} \, .$$

Эти требования приводят к необходимости использования специальных конденсаторов, имеющих минимальную индуктивность, правильного выбора шин, подводящих ток, и оптимальной геометрии катушки. При получении полей порядка миллиона эрстед сила тока достигает сотен тысяч и даже миллионов ампер при рабочем напряжении в несколько десятков тысяч вольт. Так, например, в работе ⁷⁴ описываются эксперименты с током 2,1 · 10⁶ а при рабочем напряжении 50 кв, причем скорость изменения тока достигает 2 · 10¹² a/ceк. В этой же работе указана возможность получения токов до 12 · 10⁶ а.

В настоящее время для получения больших импульсных токов в большинстве случаев используется разряд конденсаторной батареи. При конструировании таких генераторов тока как уже отмечалось выше, особое внимание обращают на уменьшение индуктивности шин, подводящих ток и других соединений. Это необходимо не только для достижения максимальных полей, но и для получения достаточно крутых фронтов, поскольку длительность фронта импульса пропорциональна \sqrt{LC} .

Другим, не утратившим своего значения способом получения импульсных токов, является электромеханический способ, который позволяет получать достаточно длительные импульсы. Этот способ, например, используется М. Олифантом для получения импульсного тока, питающего безжелезный электромагнит ускорптеля, в котором протоны ускоряются до 10 миллиардов электрон-вольт⁷². Реже применяется разряд аккумуляторной батарси, который имеет и некоторые достоинства, так как дает возможность получить импульсы поля длительностью порядка 0,01 сек.

При генерации импульсных полей существенной частью установки является разрядный промежуток, определяющий в значительной мере скорость нарастания тока в катушке и точность синхронизации импульсных полей с импульсами излучения ускорителей (для последней цели, например, механический разрядник оказывается совершенно непригодным). Возможно использование следующих типов разрядников: игнитроны ^{45, 64, 86}, газоразрядные камеры ⁵⁶, разрядники с пробоем твердого диэлектрика ⁷⁴, вакуумные ¹¹⁰ и механические ^{2, 108} разрядники.

Использование импульсной техники позволяет, таким образом, получить значительно бо́льшие магнитные поля; при этом средняя потребляемая мощность значительно меньше, чем в случае постоянных токов, и менее жестки требования к системе охлаждения. Однако получение импульсных полей также встречает ряд трудностей, среди которых главную роль играет вопрос механической прочности соленоида. Действительно, поля мегагауссового диапазона обладают колоссальной илотностью энергии, и в катушке возникают огромные механические напряжения, которые могут быть представлены в виде двух составляющих: аксиальной, сжимающей катушку вдоль оси, и радиальной, стремящейся разорвать ее. Влияние этих сил можно несколько ослабить, если окружить катушку достаточно прочной оболочкой. Однако это не решает проблемы полностью, так как возникают ограничения, связанные с теку честью материала катушки, под действием огромных напряжений. Детальный расчет возникающих в катушке напряжений, выполненный в ряде работ ^{4, 6, 108}, весьма громоздок, а приближенная оценка возникающих напряжений может быть сделана с по-



мощью следующей формулы:
$$p = \frac{H^2}{8\pi} \cdot 10^{-6},$$

где давление *р* выражается в $\kappa c/cm^2$, а H в эрстедах. В таблице II показано, какие поля не приводят еще к изменению свойств или разрушению материала, из которого изготовлена катушка. При достижении полей в полмиллиона эрстед в катушке возникают нагрузки порядка 7.40³ $\kappa c/cm^2$. Отметим, что предел упругости фосфористой бронзы (3-:-4) 10³ $\kappa c/cm^2$, а берилиевой (7-:-8) 10³ $\kappa c/cm^2$. Однако при коротких импульсах оказывается возможным достижение и бо́лыших полей. Именно таким образом получены ¹⁰⁸. поля вплоть до 1,6.10⁶ э.

С точки зрения повышения динамической прочности соленоида выгодно генерировать очень короткие импульсы магнитного поля порядка одной микросскунды; в этом случае воздействие напряжений на катушку можно рассматривать как баллистический удар (механический и тепловой). Опыты показывают, что если длительность импульса мала, то в этом случае прочность катушки значительно возрастает.

Кроме механических ограничений, при создании импульсных магнитных полей имеют место также и температурные ограничения. Повышение температуры за время импульса т, может быть оценено, исходя из следующей формулы:

$$\Delta T = \int_{0}^{\tau_{i}} \frac{RF^{2} dt}{v\sigma d}$$

Здесь *v*-объем, заполненный проводником, *σ*-теплоемкость, *d*-илотность. При коротких импульсах можно пренебречь теплопроводностью катушки. Для простоты можно предиоложить, что

$$I^2 \stackrel{\bullet}{\twoheadrightarrow} \frac{1}{2} I_m^2,$$

*I*_m-амплитуда тока. Тогда

$$\Delta T = \frac{RI_m^2 \tau_i}{2v\sigma d}$$

Значение I_m может быть найдено из формулы (4,1). Очевидно, что нагревание катушки определяется как теплоемкостью и теплопроводностью самой катушки, так и скважностью и продолжительностью импульсов. Использование того или иного вида охлаждения позволяет несколько снизить нагревание, что особенно важно при генерации продолжительных импульсов. Если катушка охлаждается жидким азотом или гелием ^{28, 46, 49, 53, 62}, при расчете поля следует учитывать изменение проводимости при низких температурах. Используя гелиевые температуры, оказывается возможным получить магнитные поля напряженностью 2,5 · 10⁵ э в течение 0,1 сек. ⁴⁶. Получение сильных импульсных полей также осложняется

наличием, скин-эффекта. Действительно, в случае кратковременных импульсов ток течет только по поверхности проводника и вызывает сильный, перегрев ее.



Рис. 11. Зависимость коэффициента S от параметров катушки (обозначения см. на рис. 6).

Рассмотрим характерные конструкции катушек, применяемых для получения импульсных магнитных полей. Самой простой конструкцией является катушка, рассмотренная в разделе III. Таблица III

В случае импульсных полей формулу (3,5) удобно представить в следующем виде:

$$H = \left(\frac{20C}{b}\right)^{1/2} \frac{V}{a} SK. \tag{4,2}$$

Здесь Н выражено в эрстедах, С-емкость конденсаторной батареи в микрофарадах, V—рабочее напряжение в воль-тах, S и K—постоянные, меньшие 1; S зависит только от геометрии катушки, а К-представляет уменьшение поля вследствие джоулевых потерь. Выражение для S может быть представлено в следующем виде:

$$S = \frac{\pi (\beta)^{1/2}}{10 \sqrt{5} (\alpha - 1)} \ln \frac{\alpha + (\beta^2 + \alpha^2)^{1/2}}{1 + (\beta^2 + 1)^{1/2}}.$$

На рис. 11 графически изображена за-

на рис. Потрици ности посорилена са висимость S от параметров катушки. Как и следует ожидать, $S \approx 1$, когда длина катушки много больше диа-метра. Значение K как функции $\frac{RT}{L}$ (где T—период) может быть найдено из таблицы III.

$\frac{RT}{L}$	K	$\frac{RT}{L}$	K
$\begin{array}{c} 0\\ 0,01\\ 0,05\\ 0,1\\ 0,2\\ 0,3\\ 0,4\\ 0,5\\ 0,6\\ 0,8\\ 1,0\\ 1,2\\ 1,6\\ 2,0\\ 2,3 \end{array}$	$\begin{array}{c}1\\0,999\\0,994\\0,987\\0,975\\0,962\\0,950\\0,937\\0,925\\0,950\\0,875\\0,850\\0,875\\0,850\\0,800\\0,751\\0,693\end{array}$	$ \begin{array}{r} 3 \\ 3,5 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \\ 7 \\ 8 \\ 10 \\ 12 \\ 15 \\ 2^{\prime j} \\ 25 \\ 30 \\ 40 \\ 50 \\ 50 \end{array} $	$\begin{array}{c} 0,638\\ 0,586\\ 0,537\\ 0,451\\ 0,379\\ 0,319\\ 0,270\\ 0,195\\ 0,143\\ 0,0923\\ 0,0463\\ 0,0239\\ 0,0125\\ 0,0035\\ 0,00099 \end{array}$

Индуктивность катушки $L = \lambda \cdot a_1 \cdot n^2$ зависит от ее параметров и может быть определена с помощью графиков, изображенных на рис. 12, при



построении которых предполагалась независимость индуктивности от фак-





(рис. 13). Для такой катушки

$$\begin{split} H &= \frac{2\pi i}{5} \frac{\lambda K}{(1+K^2)^{1/2}} (a_2 - a_1), \\ w &= \frac{4\pi}{3} \varrho K i^2 \lambda \, (a_2^3 - a_1^3), \end{split}$$

откуда, исключая і, получим:

$$H = G_3 \left(\frac{\omega\lambda}{\varrho a_1}\right)^{1/2}, \qquad (4,3)$$

$$G_3 = \frac{(3\pi)^{1/2}}{5} \left(\frac{K}{K^2 + 1}\right)^{1/2} \frac{\alpha - 1}{(\alpha^3 - 1)^{1/2}} . \tag{4,4}$$

алась независимость индуктивности от фактора заполнения, что имеет место только при λ=1. Однако отклонение от расчетных данных не превышает нескольких тысячных. Все вышеприведенные расчеты произведены в предположении квазистационарного режима, когда скин-эффектом можно пренебречь. Привеленные

произведены в предположении квазистационарного режима, когда скин-эффектом можно пренебречь. Приведенные таблицы позволяют рассчитать поле, создаваемое такой катушкой, длительность импульса и рассеиваемую мощность.

Рассмотрим теперь другие конструкции соленоидов для получения импульсных полей.

С. Цилиндрическая катушка с трапециевидным сечением и однородным распределением плотности тока Зависимость G_3 от параметров $\alpha = \frac{a_2}{a_1}$ и K показана на следующих графиках (рис. 14 и 15).

Д. Цилиндрическая катушка с трапециевидным сеченпем, в которой илотность тока обратно пропорцпо-



нальна радиусу. Этот случай может быть легко реализован практически применением ленты переменной ширины. Используя формулы (3,1) и (3,2), получим:

$$H = \frac{2\pi i_0}{5} \frac{K}{K^2 + 1} \ln \frac{a_2}{a_1},$$

$$\omega = 4\pi \varrho \lambda i_0^2 K (a_2 - a_1).$$

Предполагая следующую зависимость тока от радиуса

$$i=\frac{i_0}{r}$$
,

после исключения і получим:

$$H = G_4 \left(\frac{\omega\lambda}{\varrho a_1}\right)^{1/2},$$

$$G_4 = \left(\frac{K}{K^2 + 1}\right)^{1/2} \frac{\ln \alpha}{(\alpha - 1)^{1/2}}.$$
(4.5)

Зависимость G_4 от K такая же, как и в случае C, а зависимость от а изображена на рис. 16.

Е. Цилиндрическая катушка прямоугольного сечения с плотностью тока, обратно пропорциональной радиусу катушки. Этот тип катушки наиболее часто употребляется



в настоящее время для создания импульсных полей, поскольку такая катушка обладает наибольшей прочностью. Конструкция такой катушки описана в конце этого раздела.

Согласно формулам (3,1) и (3,2) получим:

$$H = \frac{2\pi\iota_0\lambda}{5} \ln \left[\alpha \frac{\beta + (1+\beta^2)^{1/2}}{\beta + (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}} \right], \qquad (4,6)$$
$$\omega = 4\pi \varrho i_0^2 \lambda \ln \alpha.$$

Здесь $a = \frac{a_2}{a_1}$, $\beta = \frac{b}{a_1}$, a_1 — внутренний радиус, a_2 — внешний радиус катушки, 2b — ее длина.

После исключения і_о получим:

$$H = G_5 \left(\frac{w\lambda}{\varrho a_1}\right)^{1/2}, \qquad (4,7)$$

$$G_{5} = \frac{\pi^{1/2} \ln \left[\alpha \frac{\beta + (1 + \beta^{2})^{1/2}}{\beta + (\alpha^{2} + \beta^{2})^{1/2}} \right]}{5 \left(\beta \ln \alpha\right)^{1/2}} .$$
(4,8)

Зависимость G_5 от α и β изображена на рис. 17.



Рис. 17. Значение величины G_5 при различных значениях α и β .

F. Катушка, у которой i = f(r, x). Можно показать, что в оптимальном случае выражение для тока имеет следующий вид:

$$i = \frac{1}{20} \cdot \frac{a}{\mu \varrho (a^2 + x^2)^{1/2}}.$$

Здесь µ— некоторая постоянная, которая может быть выражена через w. Поле в этом случае также может быть представлено в виде

$$H = G_6 \left(\frac{w\lambda}{\varrho a_1}\right)^{1/2}.$$
(4,9)

Максимальное значение G_6 равно 0,272 и достигается при $a = \infty$ и $\beta = \infty$. В таблице IV приведены характеристики, позволяющие сравнить ка-

тушки разных типов с точки зрения получения максимальных полей.



Рис. 18. Детали конструкции соленоида для получения импульсного магнитного поля.

Практические конструкции катушек для создания импульсных магнитных полей, описанные ниже, отнюдь не исчерпывают всех возможностей, однако являются наиболее распространенными. Выбор типа катушки определяется целью, для которой она предназначается и параметрами генератора тока. Для оценки максимальной напряженности поля удобно

706

Таблица IV

Тип ка- туш-	Распре- деление плотности	(j	G _{max}	При каких значе- ниях параметров достигается Н _{тах}		
ки тока			a	β	ĸ	
A		$\frac{(2\pi)^{1/2}}{5} \left(\frac{\beta}{\alpha^2 - 1}\right) \ln \frac{\alpha + (\beta^2 + \alpha^2)^{1/2}}{1 + (\beta^2 + 1)^{1/2}}$	0,179	3	2	
в	Опти- мальное	$\frac{(2\pi)^{1/2}}{10} \left\{ \frac{1}{\beta} \ln \alpha^2 \frac{(1+\beta^2)}{(\alpha^2+\beta^2)} \right\}^{1/2}$	0,225		2	
С		$\frac{(3\pi)^{1/2}}{5} \left(\frac{K}{K^2+1}\right)^{1/2} \frac{\alpha-1}{(\alpha^3-1)^{1/2}}$	0,172	2,7		1
D	$i = \frac{\iota_0}{r}$	$\frac{\pi^{1/2}}{5} \left(\frac{K}{K^2+1}\right)^{1/2} \frac{\ln \alpha}{(\alpha-1)^{1/2}}$	0,201	4,5		1
	$l = \frac{l_0}{r}$	$\frac{\pi^{1/2}}{5} \frac{\ln \left[\alpha \frac{\beta + (1+\beta^2)^{1/2}}{\beta + (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}\right]}{(\beta \ln \alpha)^{1/2}}$	0,209	6	2	
F	Онти- мальное		0,272	œ	ω	

пользоваться формулой

$$H \simeq 10V \left(\frac{C}{v}\right)^{1/2}$$
 ,

где *H* выражено в эрстедах, *V*—в вольтах, *C*—емкость конденсаторной батареи в микрофарадах, а *v*—рабочий объем соленоида в *см*³. Конструкция соленоида, предназначенного для получения рекордных полей ^{64,99,117} изображена на рис. 18; она представляет собой плоскую спираль из берил-

Внутрен- ний диа- метр в см	Внешний диаметр в см	Толщина витка в см	Число витков	Т мпсек	H _{max} hə
2,54 2,54 2,54 1,80 1,71 1,71 0,95 0,95 0,95 0,95 0,63 0,47 0,47	5,08 5,08 5,08 5,08 5,08 5,08 3,80 2,54 2,54 3,80 3,80 3,80 2,54 3,56	$\begin{array}{c} 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,127\\ 0,076\\ 0,076\\ 0,076\\ 0,076\end{array}$	$32 \\ 16 \\ 6 \\ 26 \\ 13 \\ 25 \\ 11 \\ 12 \\ 18 \\ 17 \\ 8 \\ 5 \\ 19 \\ 13 \\ 15 $	$\begin{array}{c} 480\\ 260\\ 135\\ 325\\ 190\\ 280\\ 160\\ 135\\ 175\\ 170\\ 85\\ 74\\ 160\\ 120\\ 140\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 145\\ 175\\ 175\\ 140\\ 250\\ 270\\ 345\\ 360\\ 575\\ 575\\ 540\\ 580\\ 430\\ 700\\ 750\\ 900 \end{array}$

Таблица V



лиевой бронзы со слюдяной изоляцией. Вся катушка заключена в керамическую оболочку, что несколько повышает ее механическую прочность. Обычно катушки изготовляются из механически прочных сплавов, обла дающих хорошей электропроводностью. Напболее подходящими с этой точки зрения являются бериллиевомедные сплавы. В таблице V приведены параметры некоторых катушек такого типа и их рабочие характеристики.

Подобные соленоиды позволяют получить достаточно высокую однородность поля в рабочем объеме. На рис. 19 показано распределение поля на оси соленоида¹¹⁷.

На рис. 20 показана практическая конструкция импульсного соленоида для получения полей до 5.10⁵ г; массивные пластины, подводящие ток, обеспечивают минимальное внешнее сопротивление и индуктивность. Катушка имеет внутренний диаметр 4,8 мм и длину 9,5 мм, что обеспечивает однородность поля с точностью до 5% в рабочем объеме диаметром 2,3 мм и длиной 3,2 мм.

В качестве второго примера рассмотрим «ленточный тип» катушки (тип D согласно таблице IV). Схема такой катушки показана на рис. 21. Внешний и внутренние витки соединяются с массивными трубками, служащими подводящими шинами. С помощью такой катушки было получено поле в 150 кэ с полупериодом 230 мк · сек при разряде конденсаторной батареи емкостью 2000 мкф, заряженной до 1 ке⁹⁹. Преимущество такой катушки, как отмечалось выше, в ее сравнительно простом изготовлении. Возможно использование и обычных катушек (тип А). Например,в работе Пикара⁷³ описываются катушки, состоящие из 100—200 витков медной проволоки диаметром 0,7—1,0 мм, с помощью которых были получены поля до 350 · 10³ э в объеме 1 см³. Иногда используются двойные катушки (катушки Гельмгольца)⁹⁹, конструкция которых изображена на рис. 22, а на рпс. 23 показано распределение поля.

V. ФОРМА И ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСА ПОЛЯ

Физические эксперименты в импульсных магнитных полях в известной мере накладывают ограничения на форму и длительность импульса поля. Так, например, проведение опытов с резонансными явлениями в инфракрасной и субмиллиметровой области требует достаточно плоской вершины импульса, в других опытах требуется получение импульсов достаточной продолжительности. В простейших схемах получения импульсных магнитных полей длительность и форма импульса определяются периодом собственных колебаний и периодическим или апериодическим характером колебаний, зависящим от соотношения между активным и реактивным сопротивлениями контура. Выбирая определенным образом соотношение между L и R, можно по желанию уменьшить или увеличить затухание в контурс, а следовательно изменять форму импульса. Обычно для получения достаточно длительных импульсов приходится несколько жертвовать интенсивностью поля. Рекордным в этом отношелии является результат, полученный П. Л. Капицей в 1924 г., когда было получено поле в 0,5.10⁶ э в течение 0,003 сек.².

Использование импульсных трансформаторов^{64,108} позволяет получить длительность импульса порядка сотых долей секунды. На рис. 24 показана принципиальная и блок-схемы использования импульсного трансформатора. Такая установка позволяет получать импульсы поля длительностью 50—100 мксек с помощью магнита A и длительностью 500—10 000 мксек—с помощью импульсного трансформатора и магнита B. Де-Гааз и Вестердинк получили, таким образом, поле в 200 000 э при длительности импульса 0,1 сек. при охлаждении соленоида жидким водородом; их работы указывают на возможность увеличения длительности импульса до 0,5 сек. Возможно получение импульсов почти прямоугольной формы и увеличение длительности импульса применением искусственной линии для формирования импульса^{45,65,101}. Для этой цели конденсаторы объединяются в отдельные группы, соединенные между собой соответствующими индуктивностями. Этот способ позволяет получать импульсы





Рис. 24. Схема с импульсным трансформатором для получения импульсов поля длительностью до 10 000 мксек.

достаточной длительности без заметной потери интенсивности. Макси мально допустимая длительность и амплитуда поля в этом случае также ограничиваются разрушающими механическими силами и нагреванием



Рис. 25. Схема для получения сильного магнитного поля в виде импульсов прямоугольной формы.



Рис. 26. Форма импульса магнитного поля.

катушки. Для получения длительных импульсов оказывается удобным использовать электромеханические и химические генераторы тока⁴.

В ряде научных и технических исследований требуется получение однонаправленных полей. Для их получения необходимо использование разрядных промежутков, обладающих односторонней проводимостью. Обычно используемые разрядники не обладают такими свойствами. Выход из этого положения может быть найден, если использовать специальные запалы, которые, разрушаясь, обрывают колебательный разряд в катушке. Наконец, для ряда исследований необходимо применение магнитных полей в виде однонаправленного импульса прямоугольной формы. Рассмотренные ранее способы получения импульсных магнитных полей с помощью разряда конденсаторной батареи обладают с этой точки зрения двумя недостатками: 1) разряд носит колебательный характер, 2) отсутствует плоская вершина импульса. Решением этого вопроса является использование искусственной линии. В этом случае возможно получение прямоугольных импульсов и их синхронизация с исследуемым импульсом (например, с работой ускорителей) с точностью до долей *мксек*

Такая установка была впервые предложена Страховским в 1951 г. ^{45,86}. Схема генератора прямоугольных импульсов изображена на рис. 25;

 $L_1C_1 - L_4C_4$ образуют искусственную линию рассчитанную на требуемую длительность импульса, *R*-волновое сопротивление, И — разрядник (игнитрон). Разряд вызывается запускающим импульсом, поступающим от синхронизирующего датчика. Индуктивность рабочей катушки примерно в два раза больше остальных. Получающийся импульс поля имеет форму, близкую к прямоугольной (рис. 26), и его длительность определяется параметрами искусственной линии, а амплитуда зависит от L, Rи напряжения V, до которого заряжена искусственная линия. В некоторых случаях целесообразнее применить искусственную линию в виде последовательной цепочки резонансных контуров (рис. 27). Процессы, происходя-



Рис. 27. Схема искусственнои линии в виде последовательной цепочки контуров. *L*—соленоид, в котором создается импульс магнитного поля прямоугольной формы.

цие в искусственных линиях, подробно описаны в руководствах по импульсной технике³⁷. Отметим, что в таких установках важно правильно выбрать величину сопротивления *R*, поскольку последнее определяет форму импульса. Для получения сильных токов волновое сопротивление линии должно иметь достаточно малую величину. Длительность импульса может быть подсчитана по формуле

$$\tau_i = 2n \sqrt{LC},$$

где *п*—число ячеек искусственной линии, а *L* и *C*—индуктивность и емкость в каждои ячейке.

ИЗМЕРЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Сильное магнитное поле может быть измерено обычным баллистическим методом, когда небольшая пробная катушка помещается в измеряемое магнитное поле. Этот способ позволяет измерять напряженность поля с точностью порядка 1% как в случае постоянных полей, так и в случае однонаправленных импульсных полей.

Величина магнитного поля может быть также найдена, если измерить силу тока через соленоид. Для измерения сильных импульсных токов обычно применяется пояс Роговского⁷⁴ или измерительные безындукционные шунты с импульсным осциллографом.

Можно для измерения напряженности импульсного поля использовать эффект Фарадея. Измеряя вращение плоскости поляризации и зная постоянную Верде, можно получить значение магнитного поля в исследуемой области; в качестве оптических сред могут быть использованы

например, CS₂, CCl₄, H₂O. Этот метод позволяет измерять поля с точностью до 1%^{73, 106}. Наконец, сильные магнитные поля могут быть измерены с помощью других магнито-оптических (эффект Коттона-Мутона, эффект Пашена-Бака и др.) или гальваномагнитных эффектов. Однако эти способы не нашли еще широкого применения ввиду отсутствия достаточно удобных и детально разработанных конструкций ^{38,73}.

цитированная литература

1923—1930 гг.

- 1. П. Л. Капица, Proc. Cambride Phys. Soc. 21, 511 (1923).

- П. Л. Капица, Proc. Cambridge 1 hys. Soc. 21, 511 (1323).
 П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A105, 691 (1924).
 J. Wall, J. Inst. Electr. Engrs. 64, 745 (1926).
 П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A115, 658 (1927).
 П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A119, 358 (1928).
 J. D. Cockroft, Phyl. Trans. Roy. Soc. A227, 317 (1928).
 П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A123, 292 (1929).

1931-1940 гг.

- 8. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc., A131, 224 (1931).
 9. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A131, 243 (1931).
 10. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A135, 556 (1932).
 11. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A135, 537 (1932).
 12. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A135, 568 (1932).
 13. I. Walerstein, A. T. May, Rev. Sci. Instr. 3, 136 (1932).
 14. M. Catter, Report of the fibre Solvay Congress, 300 (1932).

- I. Walerstein, A. T. May, Rev. Sci. Instr. 3, 136 (1932).
 M. Cotton, Report of the 6th Solvay Congress, 390 (1933).
 Mc Adams, Heat Transmission. Mc. Graw-Hill Book Co., 1933.
 P. L. Bellaschi, Electr. Engrs. 53, 86 (1934).
 P. L. Bellaschi, Electr. Engrs. 54, 837 (1935).
 H. B. Dwight, C. F. Abt, Rev. Sci. Instr. 7, 144 (1936).
 F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 7, 482 (1936).
 F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 7, 479 (1936).
 F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 7, 479 (1936).
 F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 8, 319 (1937).
 F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 40, 373 (1939).
 F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 40, 373 (1939).
 R. H. Lyddan, A. E. Ruark, Rev. Sci. Instr. 10, 253 (1939).
 M. Fevence, A. E. Shaw, Rev. Sci. Instr. 11, 57 (1940).

1941—1950 гг.

- 27. И. С. Стекольников, ДАН СССР 52, 413 (1946).
- 28. W. J. Haas, I.B. Westerdijk, Nature 158, 271 (1946).
- 29. G. Raoult, Ann. Phys. (Paris) 4, 369 (1949). 30. II. С. Стекольников, Электричество 3, 81 (1946). 31. С. Shellman, J. Sci. Instr. 26, 331 (1949). 32. W. M. Powell, Rev. Sci. Instr. 20, 403 (1949). 33. K. S. Champion, Phys. Rev. 267 (1970).

- W. M. F. G. W. F., Rev. Sci. Instr. 20, 405 (1954).
 K. S. C. hampion, Proc. Phys. Soc. B63, 795 (1950).
 E. R. Gaertter, M. L. Yeatcr, Rev. Sci. Instr. 20, 588 (1949).
 C. Kiteletc., Physica 15, 256 (1949).
 B. Косслет, Введение в электронную оптику, ИЛ (1950).

- 30. В. Косслет, Ведение в электронную оптику, илт (1550).
 37. Я. С. И цхоки, Импульсная техника. Изд. «Советское радио» (1949).
 38. І. W. Marshall, С. R. Richard, J. Opt. Soc. Am. 40, 767 (1950).
 39. S. Foner etc., Phys. Rev. 79, 230 (1950).
 40. J. M. Daniels, Proc. Phys. Soc. B63, 1028 (1950).
 41. H. W. Koch, J. Appl. Phys. 21, 387 (1950).
 42. L. Lawson, Elektron. 5, 91 (1950).

1951—1955 гг.

- 43. L. Piddiford, Proc Phys. Soc. **B64**, 218 (1951). 44. И. М. Пузей, Изв. АН СССР **16**, 549 (1952).
- 45. Г. М. Страховский, Авторская заявка, ФИАН (1951).

- 46. D. Shoenberg, Nature 170, 569 (1952).
 47. D. Shoenberg, Phyl. Trans. Roy. Soc. A245, 1 (1952).
 48. J. M. Daniels, Proc. Phys. Soc. B66, 921 (1953).
- 49. J. L. Olsen, Helv. Phys. Acta 26, 798 (1953).
- 50. W. R. Hyers, J. Sci. Instr. 30, 237 (1953). 51. F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 22, 171 (1951) 52. Г. Р. Хуцишвили, УФН 53, 381 (1954). (1951).

- 52. Г. Р. Ауципвили, уфп 55, 551 (1954).
 53. Ј. L. Olsen, Bull. Inst. Internat. froid. 2, 77 (1954).
 54. Техника высоких напряжений. Под ред. Сиротинского. Госэнергоиздат.
 55. С. R. Е migh, Rev. Sci. Instr. 25, 221 (1954).
 56. Ј. Е. Allen, J. D. Craggs, Brit. J. Appl. Phys. 5, 446 (1954).
 57. А. N. Ince, Proc. Ins. Electr. Engrs. C102, 25 (1955).
 58. В. М., Тихачев, В. П. Воронков, А. В. Куценко, ЖЭТФ 29, 894 (1955). (1955).

- 59. H. P. Furth, R. W. Waniek, Nuovo Cimento 6, 1350 (1955).
 60. H. P. Furth, Rev. Sci. Instr. 26, 1097 (1955).
 61. W. B. Jones, H. R. Kratz etc., Rev. Sci. Instr. 26, 809 (1955.

1956-1959 11.

- 62. H. L. Laquer, Proc. Instr. Soc. Am. 11, 16 (1956). 63. M. A. Levin, H. P. Furth, R. W. Wanick, Bull. Am. Phys. Soc., 63. M. A. Levin, H. F. Furth, R. W. Wahlon, Edit and Ser. H. 1, 191 (1956).
 64. H. P. Furth, R. W. Waniik, Rev. Sci. Instr. 27, 195 (1956).
 65. S. Foner, H. Kolm, Rev. Sci. Instr. 27, 547 (1956).
 66. S. Foner, H. Kolm, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, 1, 298 (1956).
 67. S. Foner, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. H, 1, 226 (1956).

- 68. R. J. Keyes etc., Phys. Rev. 104, 1804 (1956).
 69. R. J. Keyes, S. Zwerdling etc., Phys. Rev. 104, 1805 (1956).
 70. H. Furth, R. Wanick, Phys. Rev. 104, 343 (1956).

- 70. Н. Furth, R. Wanick, Phys. Rev. 104, 343 (1956).
 71. Л. Н. Розенцвейг, ЖЭТФ 31, 520 (1956).
 72. М. L. Oliphant, Proc. Roy. Soc. 234, 441 (1956).
 73. А. Ріекага, J. Maleck, Acta Physica Polonica 15, 381 (1956).
 74. В. С. Комельков, Г. Н. Аретов, ДАН СССР 110, 559 (1956).
 75. Л. А. Арцимовичидр, АЭ 3, 76 (1956).
 76. Г. Н. Будкер, АЭ 5, 9 (1956).
 77. S. G. Sydoriak, T. R. Roterts, J. Appl. Phys. 28, 143 (1957).
 78. С. П. Капица, Природа 10, 51 (1956).
 79. И. В. Курчатов, АЭ 3, 65 (1956).
 80. Л. А. Арцимовичидр., АЭ 3, 65 (1956).
 81. S. Chandrase khar, Proc. Natl. Acad. Sci. US 42, 1 (1956).
 82. М. А. Levin. L. S. Combes, Tufts. Colleg. Report 16 (1956).
 83. W. Bostick. Phys. Rev. 104, 292 (1956).
 84. Г. И. Будкер, А. А. Наумов, Доклад на совещании по физике частиц высоких энергий, Москва, 1956.
- К. П. Будкер, А. А. Наумов, Доклад на совещании по физике частии высоких энергий, Москва, 1956.
- 86 Г. М. Страховский. Доклад на совещании по физике частиц высоких
- 86 Г. М. Страховский. Доклад на совещании по физике частиц высоких энергий, Москва, 1956.
 87. А. К. Бурцев, И. С. Данилкии, А. М. Лсбедев, Доклад на совещании по физике частиц высоких энергий, Москва, 1956.
 88. Ј. В. Бјогкеп, F. Bitter, Rev. Sci. Instr. 27, 1005 (1956).
 89. В. Lах, К. J. Button, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. H. 1, 6, 299 (1956).
 90. И. Н. Першин, ПТЭ I, 39 (1957).
 91. L. O. Oswald, Rev. Sci. Instr. 28, 80 (1957).
 92. А. Ріекага etc., Proc. Phys. Soc. B70, 432 (1957).
 93. Д. Шенберг, Изв. АН СССР 21, 1088 (1957).
 94. И. М. Пузей, Изв. АН СССР 21, 1088 (1957).
 95. Д. М. Розенцвейгидр. Доклад на конференции по физике частия высоких.

- 95. Л. М. Розенцвей гидр., Доклад на конференции по физике частиц высоких энергий, Москва, 1956. 96. S. Foner, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, 2, 128 (1957).

- 97. В. М. Лихачев, Мереков, ЖЭТФ 32, 31 (1957). 98. М. Л. Levin, М. Furth, R. Wanick, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. 11, 2. 7 (1957).

- 99. S. Foner, H. Kolm, Rev. Sci. Instr. 28, 799 (1957).
 100. L. O. Bowen, J. Sci. Instr. 34, 265 (1957).
 101. H. P. Furth, R. W. Wanick, Rev. Sci. Instr. 28, 875 (1957).
 102. A. G. Tenner, D. Klerc, Rev. Sci. Instr. 28, 206 (1957).
- 9 УФН, т. LXX, вын 4

- 103. Проблемы современной физики 3 (1957). 104. Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ 32, 387 (1957). 105. Л. А. Цейтлин, ЖТФ 27, 2792 (1957).
- 106. J. Malecki, M. Surmá, J. Gibálevez, Acta Physica Polonica 16, 153 (1957).
- 105 (1957). 107. Управляемый термоядерный синтез. Сб. статей, Атомиздат, 1958. 108. Н. Р. Furth, M. A. Levin, R. W. Wanick, Rev. Sci. Instr. 28, 949 (1957). 109. С. П. Капица, ПТЭ 2, 97 (1958). 110. А. А. Бришидр., ПТЭ 5, 53 (1958).

- 111. М. С. Козодаев и др., ПТЭ 6, 47 (1958). 112. В. С. Камельков, Т. И. Морозова, Ю. В. Скворцов, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. II, 170 (1958). 113. А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Фи-

- 113. А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. II, 182 (1958).
 114. А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. II, 182 (1958).
 115. R. A. Schluter, Rev. Sci. Instr. 29, 434 (1958).
 116. R. C. Walkev, H. C. Eakly, Rev. Sci. Instr. 29 1020 (1958).
 117. В. Р. Карасик, ПТЭ 1, 142 (1959).
 118. С. С. Кутатсладзе, В. М. Боришанский, Справочник по тепло-передаче, Госэнергоиздат (1959).
 119. N. Кurti, Physica 24, 123 (1958).
 120. В. Lax, Physica 24, 125 (1958).
 121. L. Well, Physica 24, 148 (1958).
 122. П. Г. Факидов, Э. А. Завадский, Физика металлов 6, 569 (1958).
 123. Н. Р. Furth, Scient. Amer. 198, 28 (1958).
 124. D. H. Birdsall, H. P. Furth, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, 4, 269 (1959).