

С 344. 1g  
С-137

Савченко О.В.

+

Б1-13-4754



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-13-4754

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 69

Савченко О.В.

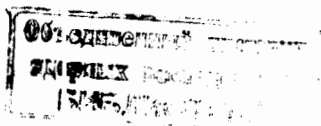
№ 872  
51-13-4754

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ УПРАВЛЯЕМОЙ  
ЖИДКОВОДОРОДНОЙ КАМЕРЫ.

Рукопись поступила  
в Издательский отдел  
28 октября 1959 г.

Необходимость создания управляемой жидкостной и, в частности, жидководородной камеры очевидна и постоянно нарастает с течением времени. Все сравнительно легко наблюдаемые случаи взаимодействия элементарных частиц, исследуемые с помощью пузырьковых камер, были быстро изучены и переход к наблюдению редких и более интересных процессов связан при использовании неуправляемых пузырьковых камер с большой затратой труда и времени. Так при частоте повторения интересующего нас события порядка  $10^{-5}$  и при непрерывной работе камеры в течение года возможно зарегистрировать только около  $10^2$  таких событий, в то время как при работе с управляемой жидкостной камерой на это потребовалось бы время в  $10^3-10^4$  раз меньшее.

За последнее время было выдвинуто несколько предложений по созданию управляемой жидкостной камеры. Так Аскарьяном Г.А.<sup>1,2/</sup> были предложены способы выявления ионов и инициирования вскипания жидких метастабильных систем под влиянием ионизирующих излучений. Никаких сведений об успешной реализации этих предложений не поступило. *L. Bertozzi and et.* <sup>13/</sup> пытались управлять вскипанием жидкости с помощью высокочастотного электрического поля (длина волны  $\sim 10$  см), создаваемого в резонаторе магнетроном, работающим в импульсном режиме, и управляемым сигналами от гейгеровских



с.р. 2617

счетчиков, окружавших камеру. Жидкость действительно вскипала, если магнетрон запускался от управляющего импульса, однако возникающие пузырьки по невыясненным причинам были сильно разбросаны в пространстве и по ним невозможно было судить о траектории прошедшей через рабочий объем частицы. Возможность использования жидких сцинтилляторов <sup>В</sup> управляемой люминесцентной камере в настоящее время все еще далека от осуществления из-за низкого светового выхода таких сцинтилляторов. Хотя получение изображения треков в жидких сцинтилляторах с помощью сверхсветосильной оптики вполне возможно, однако, глубина резкости при использовании таких объективов настолько мала, что не представляется возможным довести рабочий объем камеры до скольнибудь практически приемлемых размеров. Так например, для объектива с относительным отверстием  $I : 0,85$  при масштабе изображения  $I : 6$  глубина резкости составляет:

$$\Delta n = \frac{d \sqrt{n^2 [k^2 B^2 + 4(1+k)^2] - k^2 B^2}}{k^2 B} \approx \frac{2n(1+k)d}{k^2 B} \approx 1 \text{ см} ,$$

где  $d$  - требуемое разрешение на первом фотокатоде электронно-оптического преобразователя, обычно  $d \approx 0,1$  мм;  $B$  - относительное отверстие объектива, в данном случае  $B = I : 0,85$ ;  $k$  - увеличение объектива, равно  $I : 6$ ;  $n$  - показатель преломления вещества среды можно считать равным 1,5. *И.Е. Вокк /4/* предложил метод увеличения светового выхода в жидком сцинтилляторе путем помещения его в переменное электрическое поле достаточно большой напряженности. Им было вычислено, что с помощью такого метода можно будет непосредственно фотографировать треки заряженных частиц с минимальной ионизацией, исключив возникновение всякого рода нестабильных разрядов. Подсчитано, что напряженность электри-

ческого поля должна быть около  $10^5 \frac{\text{ВОЛЬТ}}{\text{СМ}}$  для жидкого аргона и около  $4 \cdot 10^5 \frac{\text{ВОЛЬТ}}{\text{СМ}}$  для жидких углеводородов. В настоящее время не имеется никаких сведений о реализации этого предложения. Соколов Ю.Л.<sup>/5/</sup> наблюдал треки  $\alpha$ -частиц полония в смеси насыщенных паров спирта и воды, используя метод Теплера для обнаружения малых оптических неоднородностей в прозрачных средах. Хотя этот способ наблюдения на первый взгляд не имеет ничего общего с управляемыми системами, однако на основе анализа, который приводится ниже, можно прийти к выводу, что на таком принципе наблюдения можно будет создать быстродействующую управляемую жидкостную камеру с разрешающим временем меньшим, чем  $10^6$  сек, где в качестве рабочего вещества можно будет использовать такие наиболее интересные жидкости, как жидкий водород, дейтерий, гелий и др..

Рассмотрим все те возможные причины образования оптических неоднородностей, которые возникают при прохождении ионизирующей частицы через объем, наполненный воздухом и насыщенными парами спирта и воды. Прежде всего можно рассмотреть зародышевые капли, возникающие на заряженных ионах, образованных вдоль трека проходящей частицы. Радиус такой зародышевой капли согласно расчету Дж.Бильсона<sup>/6/</sup> равен, примерно,  $6 \cdot 10^{-8}$  см. Так как размер капли во много раз меньше длины световой волны  $\sim 10^{-4}$  см, то для расчета интенсивности рассеянного света можно воспользоваться формулой<sup>/7/</sup>:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{9\pi^2 N \cdot (n^2 - 1)^2 V^2 (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 \cdot (n^2 + 2)^2 \cdot 2} \cdot I_0$$

где  $I_0$  - интенсивность падающего света,  $\frac{dI}{d\Omega}$  - интенсивность рассеянного света в единицу телесного угла;  $\lambda$  - длина волны



падающего света  $\approx 0,5 \cdot 10^{-4}$  см;  $n$  - показатель преломления вещества капли  $\approx 1,33$ ;  $V$  - объем капли  $\approx 8,6 \cdot 10^{-22}$  см<sup>3</sup>,  
 $\theta$  - угол наблюдения рассеянного света =  $0^\circ$ ;  $\mathcal{N}$  - число капель на 1 см длины трека  $\alpha$ -частицы полония  $\approx 10^5$  см<sup>-1</sup>.

Подстановка этих численных значений приводит к выражению:

$$\frac{dI}{d\Omega} = 5 \cdot 10^{-20} I_0$$

Если телесный угол, стягиваемый объективом фотоаппарата равен, примерно,  $10_{\text{стер}}^{-4}$ , то доля света, рассеянного в объектив, составляет:

$$\frac{dI}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega / I_0 \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$$

Второй причиной образования оптических неоднородностей можно считать тепловое расширение газа. В этом случае предполагается, что энергия возбужденных и ионизированных молекул среды, образованных проходящей заряженной частицей, переходит в тепловую энергию, вызывая нагревание газа, изменение его плотности и, следовательно, локальное изменение коэффициента преломления вдоль трека частицы. Можно рассчитать, что относительное изменение плотности газа в объеме  $-V$  связано с потерей энергии частицы

$dE/dx$  выражением:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\beta_T dE/dx}{C_p \cdot \rho \cdot V}$$

где  $\beta_T$  - коэффициент объемного расширения газа  $\approx 1/273$  град<sup>-1</sup>;  $C_p$  - теплоемкость воздуха при постоянном давлении  $\approx 0,24$  кал/г;  $\rho$  - плотность воздуха при давлении две атмосферы  $\approx 2,4 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>.

Плотность газа связана с диэлектрической постоянной соотношением

$$\epsilon - 1 = \text{const} \cdot \rho, \quad \text{где } \epsilon = n^2,$$

откуда можно получить, что изменение показателя преломления связано с относительным изменением плотности воздуха выражением:

$$\Delta n = \frac{\epsilon - 1}{2n} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \frac{\epsilon - 1}{2} \cdot \frac{\beta_T dE/dx}{c_p \cdot \rho \cdot V} \approx 5 \cdot 10^{-14}$$

Если выполнены условия  $\Delta n \ll 1$  и  $2\kappa a(\Delta n) \ll 1$ , где  $\alpha$  - размер неоднородности порядка  $10^{-1}$  см и  $K = \frac{2\pi}{\lambda} = 1,4 \cdot 10^5$ , то интенсивность рассеянного света описывается формулой  $\pi$ :

$$\frac{dI}{d\Omega} = \kappa^4 \left( \frac{\Delta n}{2\pi} \right)^2 \cdot V^2 \cdot \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2} \cdot |R(\theta, \epsilon)|^2 I.$$

где  $V$  - объем области неоднородности газа;  $R(\theta, \epsilon)$  - функция распределения рассеянного света, зависящая от конкретной формы области неоднородности газа. При прохождении заряженной частицы через газовую среду можно считать, что возникающая оптическая неоднородность представляет собой диэлектрический цилиндр объемом  $V = \pi a^2 \ell$  и показателем преломления  $\Delta n$ . В этом случае:

$$R(\theta, \epsilon) = F(2\kappa a \sin \frac{1}{2} \theta) \cdot E(\frac{1}{2} \kappa \ell \sin \epsilon)$$

где  $F$  и  $E$  - комбинации функций Бесселя  $\pi$ .

Половинная интенсивность рассеянного света сосредоточена в угле:

$$\theta = \frac{1,61}{\kappa a} \quad \text{для } F^2 = \frac{1}{2} \quad \text{и} \quad \epsilon = \frac{1,39}{\frac{1}{2} \kappa \ell} \quad \text{для } E^2 = \frac{1}{2}$$

Для радиуса трека  $a = 10^{-2}$  см,  $\theta = 1,2 \cdot 10^{-3}$  радian =  $4,2'$ , т.е. вся интенсивность рассеянного света сосредоточена внутри очень узкого телесного угла в направлении вперед. Это означает, что при наблюдении по методу Теплера приемное устройство регистрирует приблизительно весь свет, рассеянный на таких неоднородностях. Можно поэтому для оценки величины рассеянного света воспользоваться выражением для полного сечения рассеяния на диэлектрическом цилиндре длиной  $\ell$  и радиуса  $a$   $\pi$

$$\sigma_t = \frac{4}{3} a \ell [2\kappa \Delta n]^2$$

где  $x = \kappa a$ .

Для единичного отрезка трека:

$$\sigma_t = \frac{16}{3} \kappa^2 a^3 (\Delta n)^2 = \frac{4 \cdot \kappa^2 (\epsilon - 1)^2 \beta_T^2 (dE/dx)^2}{3\pi^2 \cdot a \cdot c_p^2 \rho^2} \approx 1,4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2.$$

Так как  $\sigma_t \sim \frac{1}{a}$ , то оптимальный случай для наблюдения будет при  $a \approx 10^{-4}$  см, ввиду того, что при еще меньших  $a$  распределение света будет приближаться к виду  $\sim (1 + \cos^2 \theta)$ , и только малая часть рассеянного света будет попадать в объектив фотоаппарата. Для  $a = 10^{-4}$  см  $\sigma_t \approx 1,4 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>.

Распространение тепла от оси бесконечно длинного цилиндра к периферии описывается выражением:

$$u(z, t) = \frac{Q}{c \cdot \rho \cdot \pi \cdot 4 \theta^2 z} \cdot e^{-\frac{r^2}{4 \theta^2 t}},$$

где  $u$  — температура в точке  $z$  в момент времени  $t$ ;  $Q$  — количество тепла, выделившееся в начальный момент на оси цилиндра;  $c$  — удельная теплоемкость;  $\theta^2 = \frac{\kappa}{c \rho} = 10^{-1}$ , где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности  $\approx 5,7 \cdot 10^{-7}$  кал/см.сек.град для воздуха.

Скорость рассеивания тепла и, следовательно, время существования трека можно оценить из выражения:

$$t = \frac{r^2}{4 \theta^2 \ln 2} \approx 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

для радиуса трека  $a = 10^{-4}$  см, и  $t = 3,5 \cdot 10^{-4}$  сек для  $a = 10^{-2}$  см.

Наконец, третьей причиной, приводящей к образованию кратковременных оптических неоднородностей, будут ударные волны после прохождения заряженной частицы быстрого локального выделения тепла вдоль трека в газе или жидкости. Та часть потерянной энергии частицы, которая переходит в энергию ударных волн, будет зависеть от свойств газа или жидкости и может меняться в самых широких пределах. Например, она может быть оказаться слишком малой

для тех веществ, у которых велика конверсионная эффективность, как у инертных газов и жидких углеводородов, обладающих, как это хорошо известно, большим световым выходом. Однако для всех тех веществ, которые используются в пузырьковых камерах, можно считать, что рассеяние тепла происходит достаточно медленно и, следовательно, имеются условия для локального перегрева жидкости, приводящие к быстрому расширению зародышевого пузырька до критических размеров и образованию ударных волн<sup>/8/</sup>.

Плотность энергии  $E$  ударной волны связана с избыточным давлением  $\Delta p$  соотношением:

$$E = \frac{1}{2} \frac{(\Delta p)^2}{\rho \nu}$$

где  $\nu$  - скорость звука в газе или жидкости;  $\rho$  - плотность среды, в которой распространяются ударные или звуковые волны.

Энергия ударной волны  $E_v$  в объеме  $V$  связана с изменением плотности газа или жидкости  $\Delta \rho$  выражением:

$$E_v = \frac{1}{2\alpha_T} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)^2 \cdot V$$

где  $\alpha_T = \frac{1}{V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta p} = \frac{1}{\nu^2 \rho}$  - коэффициент объемной сжимаемости газа или жидкости.

Если предположить, что в энергию ударных волн переходит, примерно, половина всей энергии  $dE/dx$ , теряемой ионизирующей частью на  $l$  см пути и плотность энергии ударной волны одинакова внутри цилиндра радиуса  $a$ , то:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \sqrt{\frac{\alpha_T dE/dx}{V}} = \frac{1}{\nu a} \sqrt{\frac{\alpha_T dE/dx}{\pi \rho}}$$

где  $V = \pi a^2 l$  - объем цилиндра единичной длины.

Например для воздуха при давлении две атмосферы и  $\alpha$ -частиц полония:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ для } a = 10^{-2} \text{ см и } \frac{\Delta \rho}{\rho} = 0,25 \text{ для } a = 10^{-7} \text{ см.,}$$



т.е. относительное изменение плотности  $\ll 1$  во всей области движения ударной волны и, следовательно, справедливы все соотношения, описывающие распространение звука в воздухе.

Используя выражение для изменения относительной плотности и предполагая, что это изменение одинаково во всем объеме цилиндра радиуса  $a$ , можно получить выражение для полного сечения рассеяния света для единичного отрезка трека в воздухе:

$$\sigma_t = \frac{4}{3\pi} \kappa^2 a (\epsilon - 1)^2 \alpha_T \frac{d\epsilon}{dx} \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2.$$

Время распространения звуковой цилиндрической волны до радиуса  $a = 10^{-2}$  см равно:

$$t = \frac{a}{v} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

Сопоставление рассмотренных выше причин образования оптических неоднородностей и оценок их величин в газе позволяет прийти к выводу, что доминирующим процессом являются ударные волны. Если принять вклад в рассеяние света от оптических неоднородностей, возникающих на зародышевых каплях за единицу, то относительная роль описанных выше механизмов можно представить как:

$$\sigma_t \text{ ударные волны} : \sigma_t \text{ тепловое расширение} : \sigma_t \text{ зародышевые капли} = 10^{13} : 10^6 : 1.$$

Можно оценить количество рассеянных квантов света для случая ударных волн и возможность регистрации их на чувствительной фотографической пленке. Предположим, что свет рассеивается в течение времени, когда ударная волна распространяется до радиуса 0,5 мм. Тогда:  $\sigma_t \approx 10^{-9} \text{ см}^2$  и время существования трека будет  $t = 1,5 \cdot 10^{-6}$  сек.

Световой поток в установке Ю.Л.Соколова равнялся, примерно,  $6 \cdot 10^4$  люменам или  $10^{19}$  фотонов/см<sup>2</sup>. Следовательно за время

$1,5 \cdot 10^{-6}$  сек рассеивалось:

$$\Delta I = I_0 \sigma_T t = 1,5 \cdot 10^4 \text{ фотонов.}$$

Этого уже вполне достаточно для визуального наблюдения трека, так как порог чувствительности глаза составляет  $10^2$  фотонов. Если фотографирование происходило с уменьшением изображения в отношении 1:5, то плотность фотонов на фотографической пленке составляла  $0,4 \cdot 10^7$  фотонов/см<sup>2</sup>. Эта величина примерно в 50 раз меньше, чем пороговая чувствительность пленки. Однако ввиду того, что используемая в расчетах величина полного сечения рассеяния представляет только грубую оценку по порядку величины, можно считать, что механизм образования оптических неоднородностей ударными волнами находится в удовлетворительном согласии с опытом.

Естественно предположить, что ударные волны при прохождении ионизирующих частиц можно будет наблюдать по методу Теплера также в жидких и твердых телах. Так например, для жидкости расчет изменения показателя преломления в ударной волне приводит к выражению:

$$\Delta n = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{6n} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{6n} \cdot \sqrt{\frac{\alpha_T dE/dx}{V}}$$

Для трека единичной длины:

$$\Delta n = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{6n} \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \sqrt{\frac{\alpha_T dE/dx}{\pi}}$$

Если в качестве рабочей жидкости используется вода, то в случае релятивистской частицы  $dE/dx = 2 \cdot 10^6 \text{ эВ/см} = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}$ ,

$$\Delta n = 5,3 \cdot 10^{-8}.$$

При этом для воды были приняты следующие значения величин:

$$n = 1,33, \quad \alpha_T = 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2/\text{дин}, \quad \alpha = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см.}$$

- 10 -

Так как условия  $\Delta n \ll 1$  и  $2\kappa a(\Delta n) \ll 1$  выполнены, то для оценки полного сечения рассеяния можно воспользоваться формулой:

$$\sigma_t = \frac{4}{3} a^2 [2x \Delta n]^2 = \frac{4}{27\pi} \cdot \kappa^2 a^2 \cdot \frac{(n^2 - 1)^2 (n^2 + \epsilon)^2}{n^2} \cdot \alpha_T \cdot \frac{dE}{dx} \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2$$

При этом, так как скорость распространения звука в воде составляет 1500 м/сек, то время существования трека будет  $t = 3 \cdot 10^{-7}$  сек

Аналогичный расчет для жидкого водорода приводит к значениям:  $\sigma_t \approx 10^{-9} \text{ см}^2$  и  $t = 4,5 \cdot 10^{-7}$  сек, если использовать следующие значения констант для жидкого водорода при температуре  $-252,7^\circ\text{C}/9/$ :  $\alpha_T = 22,18 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2/\text{дин}$ ;  $n = 1,0974$ ;  $\epsilon = 1,22$ ;  $dE/dx = 0,28 \cdot 10^6 \text{ эВ}/\text{см} = 0,45 \cdot 10^{-6} \text{ эр}^2/\text{см}$   
 $v = 1127 \text{ м}/\text{сек}$ .

Мешающим и принципиально неустраняемым эффектом при наблюдении малых оптических неоднородностей в прозрачных средах будет молекулярное рассеяние света, возникающее вследствие флуктуации плотности газа или жидкости. Для оценки этого эффекта воспользуемся выражением для интенсивности рассеяния в единицу телесного угла<sup>7/</sup>

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{n^2 V}{\lambda^4} \cdot \left( \rho \cdot \frac{d\epsilon}{d\rho} \right)^2 \alpha_T \cdot \kappa T \cdot \frac{(1 + \Delta)}{(1 - \frac{2}{3}\Delta)} \cdot \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2} \cdot I_0,$$

где  $V$  - рассеивающий объем;  $\lambda$  - длина световой волны;  
 $\rho$  - плотность газа или жидкости;  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная;  $T$  - абсолютная температура;  $\kappa$  - постоянная Больцмана;  
 $\Delta$  - коэффициент деполяризации;  $\alpha_T$  - коэффициент объемной сжимаемости газа или жидкости;  $\theta$  - угол наблюдения рассеянного света. Если выбрать рассеивающий объем в виде цилиндра площадью  $1 \text{ см}^2$  и длиной 10 см, что отвечает, примерно, условиям

- II -

наблюдения по методу Теплера, то для воздуха при давлении две атмосферы молекулярное рассеяние света под  $0^\circ$  составит:

$$\frac{dI}{d\Omega} / I_0 = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2.$$

При телесном угле наблюдения  $\Delta\Omega = 10^{-4}$  ст.р. и толщине трека  $2a = 0,1$  см отношение интенсивностей рассеянного света на  $1 \text{ см}^2$  площади фоточувствительной поверхности от эффекта, вызванного оптическими неоднородностями вдоль трека частицы, и молекулярного рассеяния составит:

$$\frac{\sigma_s}{dI/d\Omega \cdot \Delta\Omega} \cdot \frac{1}{2a} \approx 10^2$$

Для воды и жидкого водорода это отношение получается соответственно равным  $10^2$  и 30. Эти величины могут быть легко увеличены на несколько порядков путем диафрагмирования объектива, так как рассеянный свет от оптических неоднородностей вдоль трека частицы сосредоточен внутри очень малого телесного угла:

$$\Delta\Omega = \pi \theta^2 = \pi \left( \frac{1,6}{\kappa\alpha} \right)^2 \approx 10^{-7} \text{ стерад.}$$

Так как время существования оптических неоднородностей вдоль трека частицы составляет меньше  $10^{-6}$  сек, то представляется возможным в системах наблюдения по методу Теплера осуществить управление с помощью внешней системы счетчиков частиц, выделяющих из всего многообразия событий, происходящих в рабочем объеме жидкости или газа, только интересующие нас процессы взаимодействия и тем самым на много порядков повысить эффективность наблюдения редких явлений в жидкостных камерах. Управление теневой установкой можно реализовать двумя способами: во-первых, с помощью импульсного источника света, запускаемого выходным сигналом от схемы совпадений сцинтилляционных счетчиков, при этом должно быть

обращено внимание на необходимость быстрой реакции и минимальной задержки управляющего импульса. Во-вторых, с помощью многокаскадных электронно-оптических преобразователей, путем запоминания изображения на первом экране и последующего пропускания изображения через электронно-оптический затвор при наличии управляющего импульса. Второй способ является намного предпочтительней, так как позволяет повысить чувствительность теневой установки для наблюдения по методу Теплера путем уменьшения ширины первой щели установки. Возникающее при этом падение освещенности можно легко компенсировать применением многокаскадных электронно-оптических преобразователей, усиливающих яркость света в миллионы раз<sup>10/</sup>.

Создание управляемых жидкостных и в частности жидководородных камер является в настоящее время вполне реальной задачей, так как наша промышленность и промышленность ГДР выпускает серийные теневые приборы, позволяющие наблюдать оптические неоднородности, вызывающие отклонение луча на угол до 2°, и имеющие диаметр объективов до 300 мм, что вполне достаточно для осуществления рабочего варианта камеры с полезным объемом в несколько десятков литров.

*Соб*



Л и т е р а т у р а.

1. Аскарьян Г.А. ЖЭТФ, 32, 1242, 1957г.
2. Аскарьян Г.А. ЖЭТФ, 31, 897, 1956г.
3. L. Bertanza, P. Franzini, G. Mastelli, B. Tallini.  
CERN - Symposium Женева, июнь 1956г.
4. I.E. Vock, Phil. Mag, 31, 715, 1958г.
5. Соколов Ю.Л. Атомная энергия, 3, 544, 1957г.
6. Дж. Вильсон. Камера Вильсона.
7. H.C. van de Hulst, Light scattering by small particles, , 1957г.
8. F. Seitz. Phys. of Fluids I, 2, 1958г.
9. Л.Бергман "Ультразвук" 1956г.
10. Е.К.Завойский, М.М.Бутслов, А.Г.Плахов, Г.Е.Смолкин,  
Атомная энергия, 4, 34, 1956г.