

انواع گوناگون آشکارساز

(فصل ۱۹ کتاب Knall)

دکتری تخصصی مهندسی هسته ای

آشکارسازی و دزیمتری پیشرفته

انواع گوناگون آشکارساز:

۱. آشکارساز چرنکوف:

دسته بندی تابشی این آشکارساز ها بر پایه ی نور ساطع شده از ذرات باردار سریعی است که از یک محیط بصری شفاف میانه با ضریب شکست بزرگتر از یک عبور می کند. یک پوشش گسترده از منشاء و موارد کاربرد نور چرنکوف در مرجع ۱ داده شده است. نور زمانی ساطع می گردد که سرعت ذرات باردار از سرعت نوری که از محیط واسط عبور می کند، تجاوز کند.

$$\beta n > 1 \quad (19.1)$$

که n ضریب شکست محیط واسط و β نرخ سرعت ذره در محیط واسط به سرعت نور در خلا است. آشکارساز بر پایه ی دریافت نور چرنکوف می باشد که به طور گسترده ای در آزمایشات فیزیکی با انرژی بالا به کار می رود اما فقط کاربرد محدودی در پرتو های انرژی پایین تر در این متن دارد. برای ذرات با محدوده ی انرژی چند ده MeV یا کمتر، الکترون ها تنها دسته ای از ذرات هستند که با رسیدن به سرعت های بالا می توانند در مواد موجود، نور چرنکوف ساطع کنند. به هر حال تجهیزات با الکترون های اولیه ی سریع همچون ذرات بتا و الکترون های ثانویه ی پر انرژی که در اثر برهم کنش پرتو گاما به وجود می آیند، سر و کار دارند. مثال هایی در مراجع ۲ و ۳ آورده شده است.

۱. معادله ی ۱-۱۹ حداقل سرعت مورد نیاز ذره برای تولید نور چرنکوف را در محیط واسط نشان می دهد. بنابراین آشکارساز های چرنکوف دارای یک توان تفکیک پذیری ذاتی می باشند که آن ها را در میان آشکارساز های تابشی منحصر به فرد می کند. پاسخ این آشکارساز ها محدود به

الکترون هایی است که انرژی آن ها در حد آستانه است و یا از این انرژی تجاوز می کند که به

صورت به صورت زیر بیان می گردد:

$$E_{th} = m_0 c^2 \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} \right) \quad (19.2)$$

که در این معادله $m_0 c^2$ انرژی جرم ساکن الکترون (0.511 MeV) می باشد. انرژی آستانه ی

الکترون نیز در شکل ۱۹-۱ به صورت تابعی از ضریب شکست n رسم گردیده است. همچنین در این

نمودار حداقل انرژی پرتو گاما که می تواند الکترون های کمپتون در این انرژی با پراکندگی 180°

تولید کند، رسم شده است. در نمودار دوم به خاطر جذب ناچیز فوتوالکترویک در مواد با جرم اتمی

پایین در این انرژی، آستانه ی انرژی ذرات برای آشکارسازی پرتو گاما ارائه شده است.

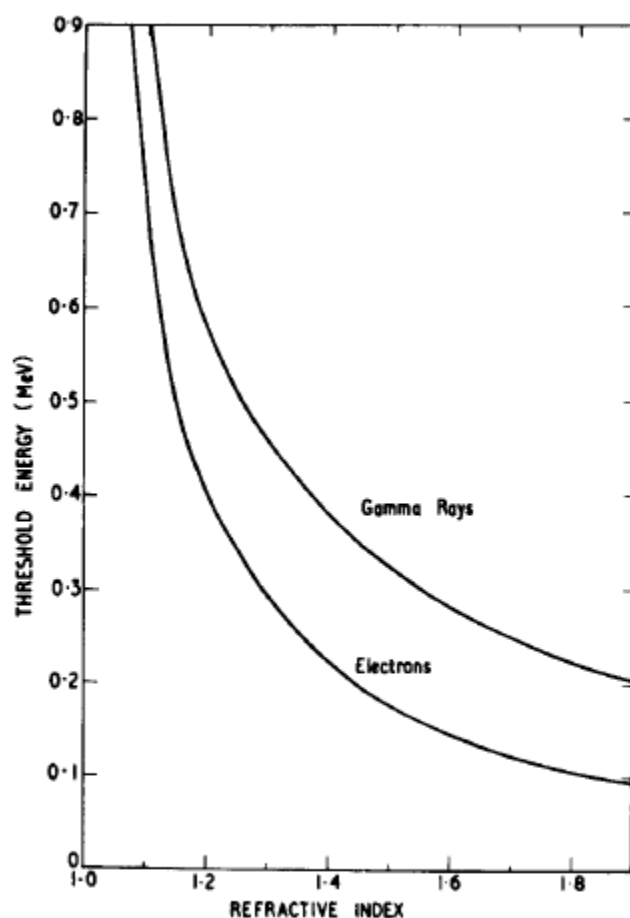


Figure 19.1 The threshold energy for Cherenkov radiation as a function of the index of refraction of the detection medium. Curves are shown both for electrons and for gamma rays that can yield, by 180° Compton scattering, an electron of the threshold energy. (From Sowerby.²)

این تفکیک پذیری ذاتی انرژی و ویژگی بسیار مفیدی است که می تواند در موقعیت هایی که نرخ بالایی از انرژی های پایین وجود، فقط انرژی های بالا را ثبت کند. اگر پدیده های ناخواسته در ابتدای کار با استفاده از محیط های واسط با شاخص های شکست مختلف و آستانه های آشکارسازی گوناگون حذف گردند می توان از مشکلات بالقوه ای که از تجمع پالس ها و یا نرخ فراوانی بیش از حد آن ها به وجود می آیند دوری کرد.

۲. نور با سرعتی بالاتر از کسر کوچکی از زمان که مورد نیاز کند کردن الکترون از سرعت اولیه به زیر سرعت آستانه است، ساطع می گردد. این زمان در مایعات و جامدات از مرتبه ی پیکو ثانیه است،

بنابراین سرعت آشکارسازهای چرنکوف را به طرز استثنایی بالا می رود. در موارد کاربردی، خصوصیات زمانی توسط لوله ی فوتو مولتی پلیمر (تکثیر کننده ی فوتون) تا حد نرمال محدود می گردد.

۳. مشکل اساس آشکارسازهای چرنکوف، سطح پایین نور تولیدی آن هاست. همان طور که از شکل

۱۹-۲ مشاهده می گردد تعداد فوتون های ساطع شده از هر الکترون در محیط واسط مشترک چرنکوف برابر چند صد فوتون به ازای هر MeV انرژی است. این برابر است با تبدیل حدود 10^{-3} از انرژی ذرات به نور مرئی که حدود ۱۰۰ برابر کمتر از یک آشکارساز سوسوزن با راندمان بالاست (به فصل ۸ رجوع گردد).

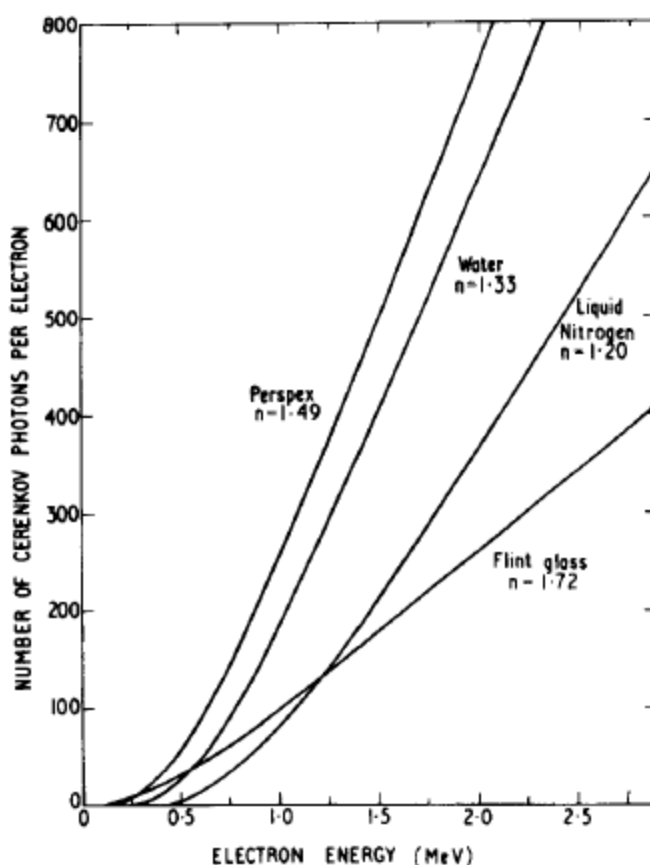


Figure 19.2 Calculated yield of Cherenkov photons in the 300–600 nm wavelength region for several detection media. (From Sowerby.²)

۴. در مغایرت با نور سوسوزن که به صورت ایزوتروپیک ساطع می گردد، فوتون های چرنکوف با توجه به سرعت ذرات انتشار می یابند. نور چرنکوف در فضایی به صورت مخروط با زاویه ی قله ی θ محدود می گردند، که:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (19.3)$$

زمانی که مخروط نور بر روی یک سطح، پهن می گردد به صورت یک بیضی یا دایره تعریف شده و توسط آشکار ساز های تصویر کننده ی دایره ای چرنکوف (RICH)، برای آزمایشات فیزیکی با انرژی بالا ثبت می گردند.

۵. بازده فوتون چرنکوف بر واحد طول موج برابر است با $1/\lambda^2$. بنابراین تابش در یک طیف طول موج کوتاه متمرکز می گردد. در طول موج های به شدت کوتاه از آنجایی که ضریب شکست به عنوان تابعی از طول موج به واحد نزدیک می شود، در نهایت راندمان نیز افت پیدا می کند. در انتخاب محیط واسط چرنکوف از موادی با خواص انتقال نوری خوب استفاده می شود و به صورت ایده آل این مواد نباید دارای خواص سوسوزنی باشند. موادی با ضریب شکست بین 1 تا 1.8 مناسب هستند. ایزوژل اکسید سیلیس به عنوان محیط جامد واسط چرنکوف گزینه ی مناسبی است که ضریب شکست بین 1.01 تا 1.07 در این ماده به دانسیته ی آن مربوط می گردد. گاز ها در فشار های مختلف دارای محدوده ای بین 1 تا 1.2 می باشند. مواد مناسب با ضریب شکست بین 1.33 تا 1.47 کمیاب هستند که برای این منظور گاز هایی که قابلیت مایع شدن دارند گزینه ی مناسبی هستند. برای ضریب شکست در محدوده ی 1.33 تا 1.47 پوششی از مخلوط گلیسرین و آب مناسب است. ضریب های شکست بالای 1.47 بسیاری از مواد جامد شفاف

همچون لوسیت (از خانواده ی شیشه های شفاف که از رزین متیل متاکریلات تشکیل شده است)، شیشه و مواد شفاف گزینه های مناسبی هستند.

اثر چرنکوف همچنین می تواند در فوتو مولتی پلیمر صفحه-گیره ی شیشه ای که در معرض اشعه ی گاما است نور تولید کند. این نور می تواند عواقب نامطلوبی را در پاسخ آشکارساز های سوسوزن معمولی که در معرض تابش بالای گامای زمینه هستند، ایجاد کند.

II. آشکارساز های گازی در مد ستون نور خودفروشان:

عملکرد این آشکارساز ها بر پایه ی تقویت گاز است که از طرز کار رژیم های تناسبی و گایگر که در فصول ۶ و ۷ توضیح داده شد متمایز می باشد. این آشکارساز ها را ستون نور محدود و یا ستون نور خودفروشان (SQS) می نامند که عمدتاً در موقعیت های حساس اتاقک های چند رشته ای کاربرد دارند. همچون آشکارساز های تناسبی یا گایگرمولر، دستگاه های SQS بر اساس تشکیل بهمن تاونزند در یک گاز تا تکثیر بار های جمع آوری شده از جفت یون های تشکیل شده در طول باریکه ی ذرات یونیزان می باشند. اما طرز عملکرد SQS در مسیر متفاوت است و این بهمن ها در گاز تکثیر پیدا کرده و گسترده می شوند.

در مباحث فصل ۷ بر روی نقش فوتون های فرابنفش (UV) در گسترش بهمن ها در مد گایگر تاکید شد. این فوتون ها توسط برخورد الکترون و برانگیختگی اتم ها، در یک تصاعد بهمنی ساطع می گردند. در مد تناسبی، از گسترش بهمن توسط دو روش نگهداری بهمن به صورت کوچک یا افزودن گاز فرونشانی که فوتون UV را بدون نشر الکترون اضافی جذب می کند، جلوگیری می کنند. فقط یک بهمن توسط یک جفت یون تشکیل می شود، از این رو اندازه ی پالس خروجی متناسب با تعداد زوج یون ها باقی خواهد ماند. در مد گایگرمولر فوتون UV ساطع شده در یک بهمن در سراسر حجم گاز انتشار می یابد و به

صورت تصاعدی بهمن های اضافه تولید می گردند تا سرانجام در تمام طول سیم آند گسترش یابند. فرآیند زمانی پایان می یابد که بار پیرامون آند انباشته گردد و سایز بزرگ پالس های خروجی به تعداد زوج یون های اصلی بستگی نخواهد داشت.

در مد **SQS**، بهمن ها اجازه ی تکثیر دارند اما فقط در یک اسلوب کنترل شده این امر امکان پذیر است. با استفاده از مخلوط گاز هایی که شدیداً فوتون **UV** را جذب می کنند، از تشکیل بهمن های افزوده از زوج یون های اصلی، جلوگیری به عمل می آید. در عوض بهمن های تازه به همسایگی و مجاورت زوج یون های اصلی محدود می گردد. به صورت تجربی مشاهده شده است که تحت شرایط مناسب، بهمن های جدید به شکل باریک "ستون نور" رشد می کنند که به صورت شعاعی در اطراف سطح سیم آند گستره می شوند (شکل ۱۹-۳). ضخامت این ستون های نور $150-200\ \mu\text{m}$ است و چند میلیمتر در طول آند امتداد دارد. این ها خود محدود کننده هستند و با افزایش ولتاژ طول نهایی پایان می یابد. اگر جفت یون های اصلی بر روی یک فاصله ی محوری محدود تشکیل شوند، تنها یک سیگنال ستون نور شکل می گیرد. برای باریکه های گسترده شده ی بیشتر، چندین ستون نور مشاهده می گردد. در ولتاژ بالای مناسب، یک الکترون تنها می تواند یک ستون نور راه اندازی کند.

یک نمونه از این رفتار بر پایه ی اعوجاج محلی در میدان الکتریکی اعمالی است که در داخل بهمن ایجاد می گردد. در یک تکثیر گاز بالا، یون های مثبت، تشکیل یک ابر بار پیرامونی مخروطی شکل را می دهند که یک ناحیه ی دو قطبی را به وجود می آورد. نتیجه ی آن کاهش میدان الکتریکی اطراف مخروط است اما میدان اطراف نوک مخروط را تقویت می کند. الکترون ها در اطراف این ناحیه توسط فوتون های **UV** تشکیل شده و در نزدیکی نوک قله ی مخروط در جایی که میدان بیشترین مقدار خود را دارد، بهمن های متوالی ایجاد می کنند.

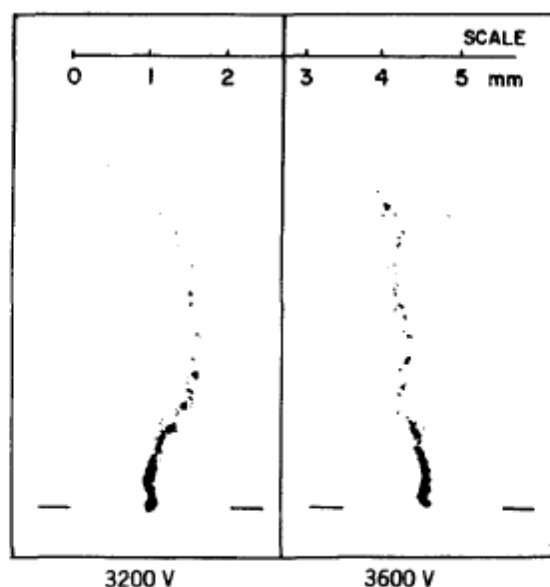


Figure 19.3 Photographs of individual SQSs for two different applied voltages. The anode position is indicated by the line segments at the bottom. (From Atac et al.⁶)

بدین صورت ستون نور پس از تشکیل در نزدیکی سطح سیم، به صورت شعاعی و به طرف بیرون رشد می کند. این جریان زمانی پایان می یابد که میدان در بزرگترین شعاع اطراف سیم، به اندازه ی کافی برای نگه داشتن بهمن های بیشتر بزرگ نباشد. گاهی اوقات این مدل را مکانیزم فوتون میانی برای تشکیل SQS می نامند. واضح است که ایجاد ستون نور شامل یک فعل و انفعال پیچیده از تشکیل بهمن و تغییرات میدان الکتریکی، به اضافه ی انتشار فوتون و جذب است که با شرایط تغییر می کند. یک فرآیند جایگزین پیشنهاد شده^۷ برای پرتو های به شدت یونیزان همچون آلفا که شامل ورود الکترون های به آند از مکان های دیگر در مسیر ذره است. اولین الکترون هایی که به آند می رسند باعث شروع بهمن می گردند و الکترون هایی که دیرتر می رسند در مسیر تجمع می نمایند. اگر مسیر کوتاه باشد، بسیاری از این الکترون ها وارد قله ی مخروطی یون مثبتی می شوند که از بهمن قبلی به وجود آمده اند و موجب رشد آن ها به صورت ستون نور و به طرف بیرون می گردند. این فرآیند را تحریک مسیر یونیزاسیون SQS⁸ می نامند، و در بعضی از شرایط می تواند با مکانیزم فوتون میانی وجود داشته باشد. مدل های دیگر مکانیزم رفتار SQS در مراجع^۹ تا ۱۱ آورده شده است.

شکل ۱۹-۴ نشان دهنده ی گذار از مد تناسبی به مد SQS در آشکارساز های گازی است. پالس تشکیل ستون نور با یک دامنه از مرتبه ی به مراتب بزرگتر از دامنه ی پالس فرآیند تناسبی ساده، ظاهر گردیده است.

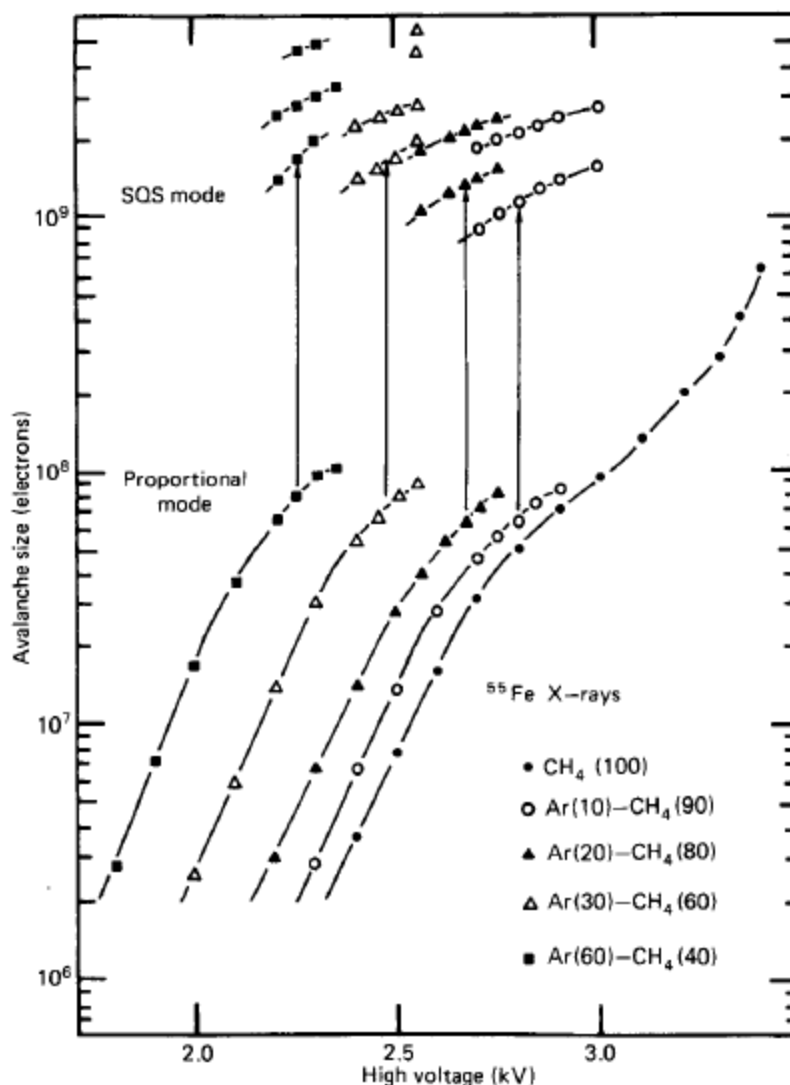


Figure 19.4 Variation of the avalanche size with applied voltage in both the proportional and SQS modes of operation. Results are shown for methane and several argon-methane mixtures. (From Koori et al.¹²)

معمولاً یک دامنه ی ولتاژ کاربردی بین هر کدام از مدهای تناسبی و SQS مشاهده می گردد. ستون نور با به کار گیری یک سیم آند با قطر تقریبی (25-100 μm) تشکیل شده و در مخلوط گاز قابل مشاهده است.

مد SQS دارای بعضی خصوصیات مشترک با فرآیند مد های تناسبی و گایگر است. چنانکه در لوله ی گایگر، بهمن های افزوده که در ستون نور تشکیل می شوند، اندازه پالس را افزایش داده و وابستگی به محل تشکیل را در فرآیند پالس الکترون کاهش می دهد. در مقایسه با فرآیند تناسبی این تقویت کننده ی داخلی، مخصوصاً در آشکارساز های موقعیت حساس که سیگنال ها کاهش می یابند، مفید می باشند^{۱۳}. به هر حال، همچون لوله ی گایگر، دامنه ی سیگنال یک ستون نور منفرد طولانی تر از اندازه ی رخداد اولیه نیست. بنابراین مزیت فرآیند تناسبی برای طیف سنجی پرتوی از دست می رود. برای جلوگیری از گسترش بهمن ها در طول سیم آند، فرآیند SQS دارای زمان مرگ کوتاه تری نسبت به لوله ی گایگر می باشد. زمان تاخیر پالس خروجی حدود 30-40ns می باشد. بنابراین مد SQS می تواند نتایجی در زمان کوتاه با دقت بالا بدهد.

III. طیف سنج پرفشار زینان:

گاز زینان تحت فشار در نزدیکی نقطه ی بحرانی اش (58 atm , 17°C , density of 1.1 g/cm^3) محیط واسط بسیار خوبی برای طیف سنجی اشعه ی گاما به وجود می آورد. عدد اتمی بالای زینان (۵۴)، فرآیند جذب فوتوالکتریک را که برای تبدیل کامل انرژی پرتو گاما به بار است را تسهیل می بخشد. آشکارساز های گازی به علت محدودیت های رشد کریستال و یا دیگر ملاحظات ساخت، نمی توانند دارای حجم محدود باشند. تا کنون نمونه هایی از بکارگیری زینان تحت فشار در شمارنده های تناسبی^{۱۴} یا آشکارساز های سوسوزن تناسبی^{۱۵} بیان گردید اما کاربرد اصلی این گاز در پالس مد اتاقک یونش می باشد. به علت پایین بودن پویش آزاد میانگین الکترون در گازهای با چگالی بالا، سرعت انباشت به حدود 10^5 cm/s برای مقادیر معقول میدان الکتریکی محدود می گردد. قبلاً نشان داده شد^{۱۶} که برای دانسیته ی 0.5 g/cm^3 ، عمر الکترون آزاد برای یک میدان الکتریکی $2 \times 10^5 \text{ V/m}$ ، در حدود 5ms می باشد که این

زمان برای جمع آوری بیش از 99% بارها در اتاقک، به اندازه ی کافی طولانی است. برای دستیابی به این عمر طولانی الکترون، مستلزم این است که ناخالصی های موجود در گاز که ممکن است جلوی مسیر الکترون ها را بگیرند، حذف گردند. اتاقک ها باید با تکنیک های خلا بسیار شدید ساخته شوند تا از ورود مواد آلی به درون آن ها جلوگیری به عمل آید و میزان ناخالصی های الکترون گانیو باید به کمتر از 0.5 ppm محدود گردد.

همانطور که از شکل ۵-۱۹ قابل مشاهده است زینان تحت فشار از گاز ایده آل دور بوده و در نزدیکی نقطه ی بحرانی به شدت تراکم پذیر می باشد. برای مثال در دانسیته ی 0.8 g/cm^3 ، فشار از 58 تا 88 atm با تغییر درجه حرارت از 17 تا 52°C افزایش می یابد. در صورتیکه مرز های فشار برای نگهداری این فشار بالا طراحی شوند، به اتاقک زینان خاصیتی اضافه می کنند که در محدوده های وسیع درجه حرارت نیز قابل استفاده باشد.^{۱۷} و ^{۱۸} دیواره ی اتاقک باید چندین میلیمتر ضخامت داشته باشد تا گاز تحت فشار درونش سالم باقی بماند.

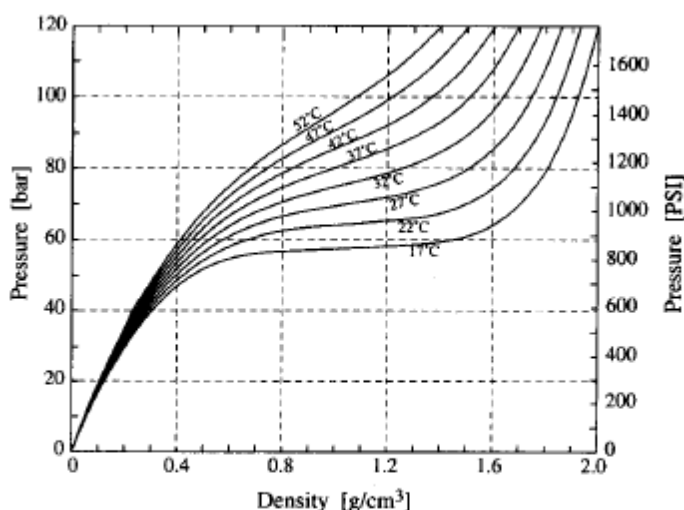


Figure 19.5 Relationship of density and pressure of xenon at the constant temperatures shown. (From Mahler et al.¹⁶)

استفاده از فلزات استاندارد همچون تیتانیوم یا فولاد ضد زنگ، باعث تضعیف و میرایی فوتون های کم انرژی و اشعه ی گامای زیر 100 keV می گردد.

موفق ترین نمونه ی طیف سنج متوسط زینان تحت فشار ^{۱۶} و ^{۱۹} اتاقک یونشی است که در آن از توری فریچ استفاده شده است (فصل ۵). مقدار W زینان در فشار پایین 21.9 eV در هر زوج یون است. این مقدار با افزایش دانسیته ی زینان شروع به کاهش کرده و زمانی که دانسیته 1.7 g/cm^3 شود مقدار آن به 15% می رسد. ^{۱۷} با استفاده از فانو فاکتور 0.13، محدوده ی تفکیک پذیری انرژی با استفاده از حامل بار با انرژی 662 keV در حدود 0.5% می گردد. عملاً اتاقک های یونش مشبک فشار بالا می توانند پرتو های کم انرژی را با 2-4% تفکیک پذیری نشان دهند. تفاوت بین نوسانات الکترونی و میکروفونیک که به علت سطح پایین سیگنال ها به وجود می آیند نیز مشخص می گردد. به علت سرعت آهسته ی رانش الکترون ها، باید زمان نسبتاً طولانی در فرآیند الکترونیکی به کار گرفته شود، که باعث می گردد سیگنال های میکروفونیک بر روی تفکیک پذیری اتاقک تاثیر بگذارد. برای افزایش سرعت رانش الکترون ها و بالاتر بردن سرعت سیگنال های خروجی در حدود 1% گاز هیدروژن به زینان اضافه می کنند. ^{۲۰}

همچنین زینان یک سوسوزن است و زمانی که ذره در گاز فعل و انفعال انجام داد بی درنگ نور ساطع می کند. این نور در ناحیه ی فرابنفش و در مرکز طیف در حدود 170nm قرار دارد و با یک تاخیر زمانی 2.2 و 27ns ظاهر می گردند. پیدایش این نور سوسوزن چنانچه به سمت یک تکثیر کننده ی فوتون حساس به نور فرابنفش در بیرون مرز فشار هدایت گردد می تواند یک سیگنال زمان صفر ایجاد کند. ^{۲۱} با تنظیم تفاضل زمان پیدایش نور سوسوزنی و جمع آوری الکترون ها در آند، فاصله رانش می تواند بازده برهم کنش ذرات درون گاز را استنباط کند.

یونیزاسیون مایع و شمارشگر تناسبی:

آشکارسازهای مرسوم با هر نوع کاربری که برای پرتوهای یونش زا ساخته می شوند از گاز یا مواد نیمه رسانا برای محیط واسط استفاده می کنند. مواد جامد یا مایع با دانسیته ی بالا بهترین گزینه برای کاربرد در آشکارسازهای پرتوی هستند. فازهای مایع و جامد گازهای نجیب عایق های متراکمی هستند که الکترون های درونشان آزاد باقی می ماند و چنانچه به اندازه ی کافی خالص باشند از ناخالصی های الکترون گاتیو جلوگیری به عمل می آید. بنابراین پیشرفت های زیادی برای به کار گیری مواد برودتی (مواد یا آلیاژ هایی که در دماهای بسیار پایین قابل استفاده اند) در آشکارساز ها صورت گرفته است که آن ها را همچون شمارنده های تناسبی یا یونش مرسوم، عملیاتی کند.

بعضی از خواص گاز های نجیب مایع که در آشکارساز ها به کار می رود در جدول ۱۹-۱ آورده شده است.

Table 19.1 Properties of Some Condensed Media for Ionization Chambers

	<i>Z</i>	$\left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}\right)$	Boiling Point	<i>W</i> (eV/ion pair)		<i>F</i> (Fano factor)	
				Calculated ^a	Experimental ^a	Model 1 ^b	Model 2 ^c
Liquid Ar	18	1.41	87 K	23.3	23.6	0.107	0.116
Liquid Kr	36	2.15	120 K	19.5		0.057	0.070
Liquid Xe	54	3.52	166 K	15.4	15.6	0.041	0.059
			Melting point				
Solid Ar	18	1.62	84 K				

^aFrom T. Doke et al.²²

^bBased on W. Shockley, *Czech. J. Phys.* **B11**, 81 (1961).

^cBased on G. D. Alkhazov et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **48**, 1 (1967).

با توجه به جدول، زینان مایع بهترین گزینه است برای کاربرد در اتاقک های یونش مرسوم که بارهای اصلی جمع آوری می شوند و همچنین در شمارنده های تناسبی که بارها در یک میدان الکتریکی قوی تکثیر می شوند. برای میدان های الکتریکی بزرگتر از 10^5 V/m سرعت رانش الکترون در حدود 3×10^3

m/s است (مراجع ۲۳ و ۲۴). اولین تکثیر بار در یک میدانی در حدود 10^8 V/m مشاهده شده است (مراجع ۲۵).

عملیات موفق این شمارنده مستلزم توجه دقیق به خالص بودن گاز مایع و چرخه ی سیستم های پیوسته تمیز است که در طراحی ها اعمال می گردد. برای استفاده از گازهای مایع، شمارنده باید در دمای برودتی نگهداری شود، که یک نقص عملکردی واضح برای دستگاه ها است. پایین بودن مقادیر W و F در جدول ۱۹-۱ حاکی از این است که چنانچه جمع آوری بارها با راندمان بالا صورت بگیرد، تفکیک پذیری انرژی بسیار عالی خواهد بود (فصل ۶). از این گذشته عدد اتمی بالای زینان (۵۴) برای طیف سنجی پرتو های گاما بسیار مناسب است. اتاقک یونش زینان مایع دارای پتانسیل خوبی برای آشکارسازی پرتو گاما با راندمانی همچون آشکارساز NaI و تفکیک پذیری انرژی متوسط بین آشکار ساز های سوسوزن و ژرمانیوم است.

اگر غلظت ناخالصی ها بسیار پایین نگه داشته شوند (معادل یک قسمت در بیلیون اکسیژن)، فاصله ی الکترون ها در آرگون یا زینان مایع می توانند حرکت کنند نزدیک به یک متر یا بیشتر می گردد.^{۲۶} بنابراین اتاقک های با حجم عملیاتی بزرگ نیز امکان پذیر می شوند و حساسیت مکانی با اندازه گیری زمان رانش الکترون انجام می گیرد.^{۲۷} تفکیک انرژی برای اشعه ی گاما در اتاقک یونش مشبک کوچک در حدود 5-6% است،^{۲۷} اما مقادیر 2.7% در آرگون مایع^{۲۹} و 4.3% در زینان مایع^{۳۰} برای الکترون های 976 keV گزارش شده است. این ارقام بسیار کوچکتر از پیشگویی های تئوری است که عقیده بر این است که این کاهش تفکیک پذیری به علت تغییرات بازترکیب است. بازترکیب نیز به دلیل دانسیته ی بالای یون ها و الکترون هایی است که در طول مسیر پرتو دلتا (الکترون های کم انرژی) در مقادیر بزرگ به وجود می آید.^{۳۱-۳۳} فوتون های فرابنفش اغلب در فرآیند های بازترکیب ساطع می شوند، و تلاش می کنند یون های

از دست رفته را توسط ترکیب با ناخالصی های اورگانیک با آستانه ی یونش پایین درون مایع احیا کند. بعضی از نتایج گزارش شده^{۳۰} که تفکیک پذیری انرژی را با این دیدگاه بهبود می بخشد، وجود دارد.

آرگون مایع همچنین یک سوسوزن است، که در فصل ۸ توصیف گردید. بیشتر نور های سوسوزن از برانگیختگی مولکول ها در اثر بازترکیب الکترون و یون ساطع می گردد. یک میدان الکتریکی نزدیک به 10^6 V/m برای جمع آوری الکترون ها و همچنین متوقف کردن پدیده ی بازترکیب و کاهش سوسوزنی به یک سوم حالت بدون میدان، اعمال می گردد. سیگنال های اتاقک یونش و سوسوزن را می توان هم زمان از یک آرگون مایع اندازه گیری کرد،^{۳۴} و واضح است که مجموع دو سیگنال تقریباً به شدت میدان الکتریکی بستگی دارد.

همچنین می توان^{۳۶ و ۳۷} اتاقک زینان مایع را برای مدهای سوسوزن و تناسبی به کار برد (صفحه ی ۱۹۴). این انتخاب نتایج مفیدی را برای پایداری فرآیند در زمانی که تکثیر بار مورد نیاز است، در بر دارد. به علاوه نور سوسوزن و بار های جمع آوری شده را می توان جهت اندازه گیری مستقل انرژی به کار گرفت.

باید به این موضوع توجه گردد آرگون جامد نسبت به آرگون مایع، دارای ارجحیت است.^{۳۸} تحرک الکترون ها در فاز جامد واقعاً بالاست،^{۳۳} اما مشکلاتی در ارتباط با سموم و پلاریزاسیون جامد (ایجاد دو قطب) وجود دارد که از پیشرفت بیشتر کار جلوگیری به عمل می آورد.

همچنین مزیت هایی در استفاده از مایعات غیر قطبی در آشکارساز های یونیزاسیون در دمای محیط وجود دارد. برای مثال تترا متیل سیلان یک مایع مناسب برای کاربرد در اتاقک های یونش در مد های پالس^{۳۹} و رایج^{۴۰} می باشد.

همچون گاز های نجیب مایع، برای انجام عملیات پایدار باید با دقت به مسئله ی ناخالصی ها نیز توجه گردد.^{۴۱}

۷. آشکارساز های برودتی و ابر رسانا:

یکی از انواع بی نظیر آشکارساز های پرتوی است که بر خواص منحصر به فرد مواد در نزدیکی صفر مطلق تکیه دارد. یک مرور مفید از تجهیزات با دمای برودتی در مرجع ۴۲ ارائه شده است. برخی از آن ها بر اساس پدیده ی ابر رسانا است در صورتیکه مابقی آن ها از خواص استثنایی ظرفیت حرارتی کوچک مواد در دماهای پایین بهره می جویند.

به کار گیری آشکارساز های ژرمانیوم یا توده ی لیتیوم سیلیکون با نیتروژن مایع در دمای 77 K به صورت روتین و معمول انجام می گیرد. منبع نیتروژن مایع در بیشتر آزمایشگاه ها در دسترس است و تنها مسئله مهم این است که نیتروژن مایع باید در مخازن عایق ذخیره سازی گردد. دستگاه هایی که در این بخش مورد بررسی قرار می گیرند در کمترین دماهای برودتی در حدود کمتر از 1 K کار می کنند. خنک سازی نقطه ی جوش هلیوم که در حدود 4 K می باشد با استفاده از مخزن مایع چگالیده به صورت مستقیم انجام می گیرد. برای رسیدن به دما های پایین تر، تجهیزات برودتی پیچیده ای مورد نیاز است که بر پایه ی ترکیبات ترمودینامیک ^3He - ^4He که محلول یخچالی نامیده می شود، کار می کنند. این دستگاه ها که تا حدی گران قیمت هستند به صورت تجاری در دسترس می باشند و توانایی رسیدن به دمای عملیاتی 0.1 k را دارا هستند. این دما برای تمام دستگاه هایی که در این بخش در مورد آن ها بحث گردید کافی می باشد.

A. میکروکالریتر (دستگاهی که برای اندازه گیری دما های بسیار پایین به کار می رود) برودتی یا

بولومتر (دستگاهی که نیرو های موجی را اندازه گیری می کنند) :

هر ماده ای که در معرض پرتو های یونیزان قرار گیرد، با جذب انرژی ذره یا فوتون اصولاً دچار افزایش دما می گردد. دستگاه های بولومتر در سال های طولانی برای تابش های حرارتی یا فروسرخ مورد استفاده قرار می گرفتند که در آن پس از برخورد تابش با هدف، افزایش درجه حرارت با تقریب یک مقاومت حرارتی

اندازه گیری می شود. در شرایط عادی با یک اتاقک یونش، این افزایش درجه حرارت برای اندازه گیری بسیار کوچک است مگر این که نمونه در معرض یک شار بسیار عظیم قرار بگیرد. برای مثال یک دز 1 gray (100 rad) جذب شده برابر جذب 1 J/kg تعریف می گردد. شار تابشی که بتواند این انرژی را به جای بگذارد نسبتاً بزرگ است. با تبدیل واحد های انرژی در یک فرآیند جذب بی در رو از انرژی در آب، نتایج نشان می دهد که دما فقط $2.39 \times 10^{-4} \text{ }^{\circ}\text{C}$ بالا می رود. در نتیجه، اندازه گیری های حرارتی که در آن دما در یک نمونه ایزوله ی حرارتی بالا می رود به صورت مستقیم اندازه گیری می شود و به شدت با میدان تابشی ارتباط دارد.

چنانچه اندازه گیری افزایش دما در یک نمونه ی مینیاتوری در دمای بسیار پایینی انجام گیرد، حساسیت روش های گرما سنجی می تواند از مرتبه ی بالایی باشد. ظرفیت حرارتی مواد عایق یا کریستال ها در دمای پایین متناسب است با T^3 ، که T دمای مطلق است. از این رو در دماهای پایین تر، افزایش دما در واحد جذب انرژی، بزرگتر است. این افزایش دما باید در مقابل نوسانات آماری در دمای زمینه اندازه گیری شود که به علت نوسانات تصادفی در ظرفیت انرژی جذب به وجود می آید. چنین نوساناتی به علت تغییرات تصادفی جریان فوتون در سرتاسر محل اتصال گرمایی بین جاذب اطراف محیط واسط است. می توان نشان داد^۴ که مقدار میانگین مربعات این نوسانات متناسب است با T^5 . همچنین کاهش دما زمینه را در مقابل سیگنالی که باید اندازه گیری شود، کاهش می دهد.

با کاهش دما تا کمتر از 1 K، می توان افزایش دمای آنی را که به علت سیگنال فوتون یا ذره به وجود می آید را می توان تشخیص داد. شرح نموداری نتایج پالس دما در شکل ۱۹-۶ نشان داده شده است. این پالس دمایی را می توان با یک مقاومت حرارتی در تماس با جاذب اندازه گیری کرد، مشروط بر اینکه سیگنال الکتریکی قابل مقایسه با پالس سیگنال از بیشتر آشکارساز های مرسوم باشد.

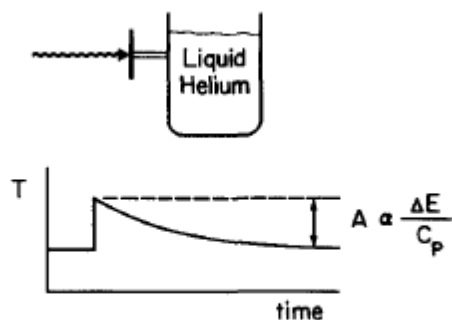


Figure 19.6 Operational principle of the cryogenic bolometer.

پالس ها شامل بار های گسسته نمی شوند (همچون جفت یون ها یا جفت حفره الکترون ها)، که این بار ها جمع آوری می گردند اما تنها فقط یک تغییر جزئی در حرارت جاذب به وجود می آورند. بنابراین همانند دیگر انواع آشکار ساز یک محدودیت در تفکیک پذیری انرژی وجود دارد که توسط حامل های بار ایجاد می شوند و به طور کامل از آن ها اجتناب شده است. محدودیت های نهایی توسط نوسانات ترموهیدرولیک تراز فونون در جاذب به وجود می آیند. از آنجایی که انرژی فونون چندین مرتبه در زیر انرژی لازم برای ساختن یک زوج حفره-الکترون در یک نیمه رسانا است، تفکیک پذیری انرژی تئوری چندین بار برای کالریمتر بهتر است. تجزیه و تحلیل ها^{۴۵} نشان می دهد محدودیت های بنیادی ترموهیدرولیک می تواند بر روی اشکال تفکیک پذیری انرژی به کوچکی چندین eV یا کمتر اثر بگذارد. انتخاب هدف برای میکروکالریمتر از موادی است که حداقل ظرفیت حرارتی را دارا می باشند که معمولاً یک کریستال یا نیمه رساناست. مساحت آن کمتر از 1 mm^2 با ضخامتی در حدود $25\text{-}500 \text{ }\mu\text{m}$ می باشد. جاذب توسط یک تکیه گاه با سطح مقطع کوچک نگه داشته می شود که یک رابط حرارتی برای دمای پایین حرارتی سرماسنج میسر می کند. شکل ۱۹-۷ یک ردیف ۱۲ تایی هدف سیلیکونی را نشان می دهد که بهترین تفکیک انرژی را انجام می دهند. مقدار FWHM از 7.3 eV تقریباً فاکتوری از ۲۰ است که از طیف سنجی پرتوی X ماده ی Si(Li) به دست آمده است. این قابلیت برجسته ی تفکیک پذیری انرژی

برای اندازه گیری پرتوی X در جایی که اندازه ی هدف کوچک بوده و قیمت بالای کالریمتر زیاد مهم

نباشد، بسیار مناسب است. توسعه ی این دستگاه ها همچنان ادامه دارد.

به خاطر نوع آشکارساز های حرارتی، پاسخ آن ها به علت سرعت انتشار فونون (صوت) در نهایت محدود

می گردد و زمان خیز مشاهده شده از میکروکالریمتر در مقایسه با پالس های استاندارد دستگاه های جمع

آوری بار بسیار طولانی است (صدها میکروثانیه یا بیشتر).

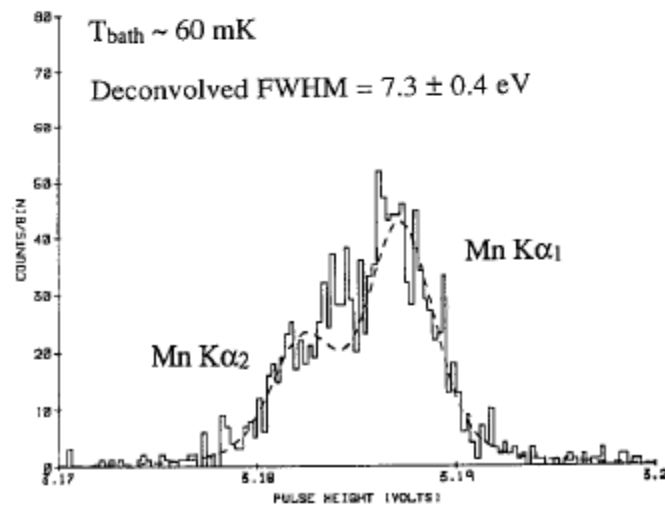
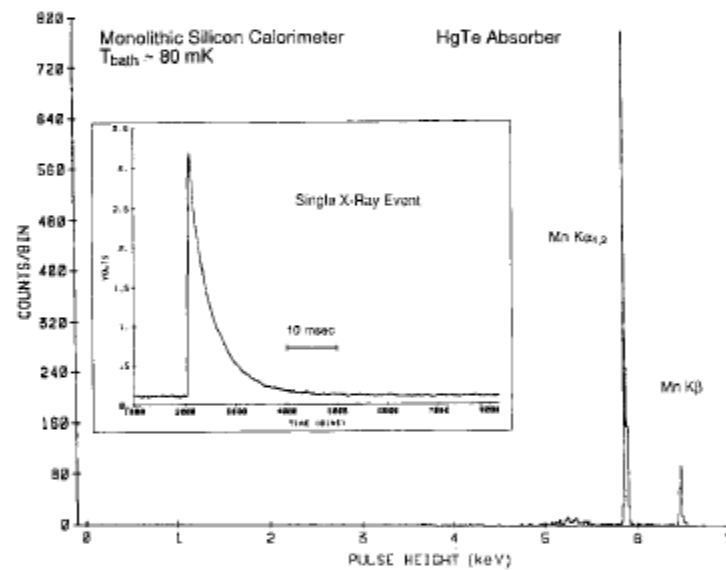
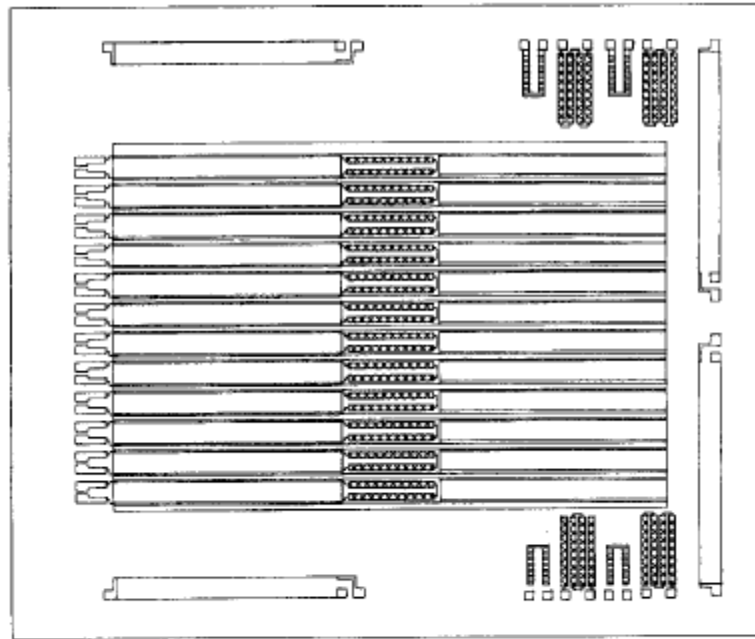


Figure 19.7 Array of 12 microcalorimeter elements, each $0.25 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm} \times 15 \text{ } \mu\text{m}$ thick. The corresponding energy spectrum from a ^{55}Fe source is shown in both a normal and expanded scale. A typical pulse profile is shown in the insert. (From McCammon et al.⁴⁶)

اگر دریافت اطلاعات از تعداد زیادی میکروکالریمتر به صورت جداگانه انجام گیرد، مجموع نرخ شمارش ها می تواند مقدار بسیار بالایی گردد مشروط بر اینکه جایگاه اطلاعات بر روی تابش میسر گردد.

B. سنسور های لبه ی گذار:

در بخش قبل میکروکالریمتر ها و به کار گیری اینسولیتور های عایق و نیمه عایق ها به علت ظرفیت پایین حرارتیشان در دما های پایین، مورد بررسی قرار گرفتند. بنابراین افزایش دما به علت ذره ی منفرد یا فوتون را می توان توسط ترمیستور ها (مقاومتی که برای اندازه گیری درجه حرارت به کار می رود) و پیش تقویت کننده ها اندازه گیری کرد. متاسفانه ذخیره ی انرژی در این مواد باعث تحریک فونون در کریستال می گردد که با توزیع دمایی بسیار آرام و پیچیده تضعیف می گردد. بنابراین پالس دمایی که توسط ترمیستور اندازه گیری می شود بسیار آهسته و از مرتبه ی میلی ثانیه یا بیشتر می باشد (شکل ۱۹-۷) و نرخ شمارش در هر اندازه گیری طیف سنجی به شدت محدود می گردد.

دستگاه اندازه گیری دمای جایگزین سنسور لبه گذار ابر رسانا نام دارد که به خوبی این محدودیت ها را بهبود می بخشد.^{۴۷،۴۸} نقشه ی آن در شکل ۱۹-۸ شرح داده شده است. دوباره یک جاذب کوچک به واسطه ی یک رابط حرارتی با منبع دما پایین جفت شده است. حرارت دریافت شده توسط یک غشاء ابر رسانا که با یکی از صفحات جاذب در ارتباط است، به بیرون منتقل می شود. سینک حرارتی دما پایین، در دمایی کمتر از دمای مورد نیاز برای غشاء برای برگشتن از رسانایی نرمال به مرحله ی ابر رسانایی، کار می کند. ولتاژی که سرتاسر غشاء را می پوشاند در صورتیکه غشاء در مرحله رسانایی نرمال باشد، باعث به وجود آمدن یک جریان کوچک می گردد. این جریان سبب تولید یک مقدار کوچک گرمای اهمی می گردد که توسط معادله ی زیر بیان می گردد:

$$P = IV = \frac{V^2}{R}$$

چنانچه فرض کنیم خنک سازی اسمبلی، از دمایی آغاز می گردد که غشاء در حالت رسانایی نرمال است، و با کاهش شدید مقاومت غشاء به مرحله ی ابر رسانا، دما به ناحیه ی دمای تبدیل می رسد که در شکل ۱۹-۸ نشان داده شده است. با کاهش دما در این گذار، جریان به شدت افزایش یافته و بدین گونه گرمای اهمی افزایش خواهد یافت. شرایط تعادل زمانی محقق می گردد که حرارت در نقطه ای تثبیت گردد که گرمای اهمی با جریان گرمای جاذب و دمای پایین سینک حرارتی موازنه گردد. با انتخاب ولتاژ و مقاومت غشائی مناسب، عملیات پایدار دمایی در ناحیه ی لبه ی گذار که شیب تندی دارد ادامه پیدا می کند. گاهی اوقات شرایط به موقعیت فیدبک الکتروترمال باز می گردد که در آن حالت دمای غشاء تمایل دارد با افزایش مقاومت حرارتی به شدت بالا برود و این دلیل کاهش گرمای اهمی است.

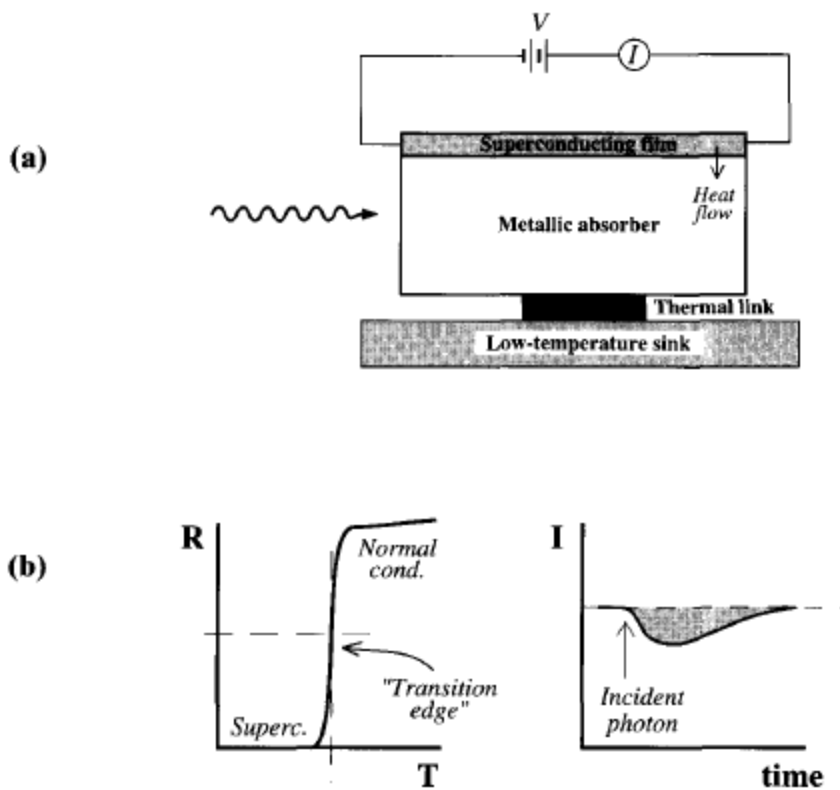


Figure 19.8 Principle of the superconducting transition edge sensor shown schematically in part (a) of the figure. Conditions are established in which the temperature of the superconducting film is in the transition range between superconducting and normal as shown on the left in part (b). When energy is deposited by a particle, the momentary drop in current is shown on the right.

همچنین هر روندی که به کاهش دمای غشاء منجر گردد باعث افزایش گرمای اهمی می شود. دمای غشاء به صورت خودکار بر روی شیب تند لبه ی گذار تنظیم می گردد.

اگر ذره یا فوتون انرژی خود را بر روی جاذب از دست بدهند، دمای جاذب یا غشاء را افزایش خواهد داد. فیدبک الکتروترمال نیز دما را به شدت به وسیله ی کاهش جریان در سرتاسر غشاء، محدود می کند. بنابراین مجموع جریان گرمایی بر روی رابط حرارتی با حرارت تولید شده توسط فوتون یا ذره و جبران سازی آن توسط افت آنی گرمای اهمی، تقریباً ثابت خواهد ماند. اندازه گیری مساحت افت جریان، به صورت هاشور زده در شکل ۱۹-۸ ب نشان داده شده است، بنابراین کاهش گرمای اهمی توسط ذره یا فوتون اتفاق می افتد. زمانی که توسط ولتاژ کاربردی تکثیر پیدا می کنند، در این رخداد افت یکپارچه ی جریان یک اندازه گیری

مطلق از دست رفتن انرژی است که به کالبراسیون نیاز دارد. عملاً بسیاری از اندازه گیری های حساس جریان، توسط دستگاه های ابررسانای کوانتومی (SQUIDS) انجام می گیرد که صحت و حساسیت اندازه گیری ها را بهبود می بخشد. فیدبک های الکتروترمال باعث می گردند که زمان پاسخ حرارتی به اندازه ی ۱۰۰ بار سریعتر از زمان استراحت نرمال حرارتی^{۴۹} گردد که توسط ترمیستور خوانده شده است.

میکروکالریمتر ها بر اساس حسگر های لبه ی گذار می باشند که به خاطر حساسیتشان می توان از جاذب هایی در آن ها استفاده کرد که دارای ظرفیت گرمایی بزرگتری نسبت به اندازه گیر گرمایی ترمیستور می باشند. در نتیجه می توان از فلزات به عنوان ماده ی جاذب استفاده کرد، زیرا زمان گرم شدن آن ها در اثر جذب انرژی بسیار سریع تر از نیمه رسانا هاست. انتشار انرژی حرارتی در جاذب های فلزی معمولی بسیار سریع تر از نیمه رسانا می باشد. پیش بینی می شود^{۴۹} که کمترین محدودیت پاسخ زمانی از مرتبه ی یک میکروثانیه باشد که اجازه می دهد نرخ عملیاتی بیشتری نسبت به میکروکالریمتر و ترمیستور انجام گیرد. لبه ی گذار میکروکالریمتر تفکیک پذیری انرژی خوبی همانند میکروکالریمتر ها آهسته تر دارند که تا به امروز بهترین مقدار اندازه گیری شده 7.2eV از اشعه ی X با انرژی 5.9 KeV می باشد.

C. ذره ی ریز ابررسانا و نوار باریک:

ظرفیت گرمایی بسیار کوچک مواد در نزدیکی دمای صفر مطلق از طرق دیگر می تواند برای آشکارسازی ذرات تنها و فوتون ها به کار رود، مخصوصاً حالت گذار بین رسانایی نرمال و ابررسانایی که در بعضی از مواد همچون قلع یا ایندیم که در دما های پایین اتفاق می افتد و به تفضیل در بخش های قبل بر روی آن ها بحث گردید که می توان مستقیماً از آن ها در فرآیند های آشکار سازی استفاده کرد. در یک ذره ی بسیار ریز همچون ماده ای با قطر چند میکرومتر، تخلیه ی انرژی توسط ذرات دارای انرژی از طریق حالت نرمال یا

ابرسانا به ذره ی ریز به طور کامل صورت گیرد. چنانچه جرم ذره ی ریز کوچک باشد و در تراز نیمه پایدار و در نزدیکی دمای گذار ابقاء گردد، انرژی مورد نیاز برای این انتقال می تواند به کوچکی چند صد eV باشد. همان طور که در شکل ۹-۱۹ نشان داده شده است، زمانی که یک میدان مغناطیسی خارجی موجود باشد، با افزایش قدرت میدان مغناطیسی گذار دما کاهش می یابد. با خنک سازی ابررسانا و افزایش شدت میدان مغناطیسی، می توان شرایطی به وجود آورد که یک ذره ریز به صورت نیمه پایدار یک ابررسانا باشد، درست مانند شرایطی که یک بخار فوق استاندارد به صورت نیمه پایدار تشکیل یک قطره ی مایع را می دهد. با تخلیه ی مقدار کمی از انرژی، انتقال از تمام ذره ی ریز از حالت ابررسانا به حالت نرمال صورت می گیرد. چنانچه این انتقال در میدان مغناطیسی روی دهد، زمانی که ذره ی ریز از حالت ابررسانا به حالت نرمال تغییر کند، یک تغییر ناگهانی در ترکیب و شکل میدان روی خواهد داد. همان طور که در شکل ۱۰-۱۹ نشان داده شده است، زمانی که در حالت ابررسانا می باشد، اثر میسنر مانع از وجود خط میدان مغناطیسی درون ذره ی ریز می گردد، اما زمانی که به حالت رسانایی نرمال منتقل می شود خط میدان مغناطیسی به درون حجم رسانایی نرمال فلز راه می یابد.

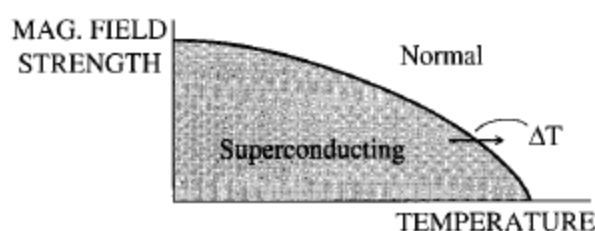


Figure 19.9 The superconducting state is limited to the shaded area on this plot of temperature and magnetic field strength. Superconducting grain detectors are based on observing the transition across this boundary.

این تغییرات ناگهانی شکل و ترکیب میدان مغناطیسی، یک پالس الکترومغناطیسی را به وجود می آورد که می توان آن را با استفاده از تغییر شار و تولید ولتاژ در برخی از فواصل در چرخه ی خوانش اطلاعات دریافت کرد. شدت سیگنال با حجم گرانول و شدت میدان مغناطیسی متناسب است. آشکارسازهای SQUID

نشان داده اند که می توانند سیگنال الکترومغناطیسی که توسط حالت گذار یک ذره ی ریز با قطری در محدوده ی $5-15\mu$ تولید شده را آشکار سازی کنند.

آشکارساز هایی با اندازه ی چندین سانتی متر با استفاده از پراکندن تعداد زیادی ذره ی ریز ابررسانا درون یک ماده بتونه ی عایق همچون پارافین ساخته شده اند. سنسور ها در جاهای مختلف سطح این آشکار ساز کلوئیدی قرار گرفته اند که نمی توانند در هر جای این حجم فقط سیگنال های گذار ذره ی ریز را دریافت کنند، اما توانایی این را دارند که اطلاعات مکان های بر هم کنش را با استفاده از مش بندی نواحی به صورت مثلی دریافت کنند. برای مثال یک تفکیک پذیر سه بعدی $300\mu\text{m}$ با استفاده تکنیک مجموعه ای از آشکارساز های با حجم 1 cm^3 انجام می گیرد.^{۵۴}

آشکارساز های کلوئیدی نسبت به اشعه های X با انرژی 6 keV و همچنین بازگشت به حالت پایه ی هسته ای با انرژی کمتر از 1 keV حساسیت دارند. یک آشکارساز کلوئیدی با گرانول هایی به اندازه ی $22\mu\text{m}$ و 16% کسر حجمی در یک ضخامت 2mm برای ذرات یونیزان بسیار کوچک می توانند راندمان 100% داشته باشند. آشکار ساز کلوئیدی حاوی پودر بور یا پارافین بوراته دارای حساسیت خوبی برای نوترن ها هستند.^{۵۹و۵۸}

جایجایی ذرات ریز به جلو در کسر کوچکی از زمان از مرتبه ی 10 یا 100 نانوثانیه روی می دهد به صورت آزمایشگاهی زمان تفکیک پذیری 10 نانوثانیه بدست آمده است.

آشکارساز های کلوئیدی اغلب به صورت شمارنده های ساده زمانی به کار می روند که اطلاعاتی راجع به انرژی و شروع رخداد در دسترس نباشد. به هر حال بعد از جا به جایی ذره ی کوچک به جلو از حالت ابررسانا به حالت نرمال، یک تمایل طبیعی برای برگشتن به عقب و حالت اولیه ی ابررسانایی وجود دارد که

دما نیز به حالت اولیه بر می گردد. این انتقال را می توان در بیرون دریافت کرد، و فاصله ی زمانی بین حرکت به جلو و بازگشت به عقب با انرژی بر جای گذاشته شده توسط ذره بر روی ذره کوچک رابطه دارد.^{۶۲}

گذار بین حالت ابررسانا و حالت نرمال باعث می گردد که ذرات دارای انرژی را بتوان به صورت یک نوار ابررسانا با پهنای چند میکرومتر دریافت کرد. در ابتدا یک جریان ثابت باعث برقراری جریان در مسیر نوار می گردد و در زیر شدت بحرانی نگه داشته می شود که باعث حالت گذار نوار از حالت ابررسانا به حالت نرمال می گردد. اگر ذره ای انرژی اش را بر روی بعضی از نقاط نوار بر جای بگذارد، نقاط داغ با رسانایی نرمال با استفاده از نفوذ حرارتی بسط پیدا می کنند، و چگالی جریان به صورت اجباری در ناحیه ی ابررسانایی باقی می ماند تا بالاتر از مقدار بحرانی قرار گیرد.

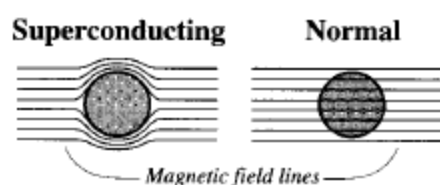


Figure 19.10 On the left, external magnetic fields are excluded from the superconductor volume by the Meissner effect. Once the grain undergoes a transition to normal conductivity, the field lines now penetrate the volume.

در این نقطه یک پل از رسانایی نرمال در تمام پهنای نوار تشکیل شده و یک افت ولتاژ در طول نوار پدیدار می گردد. نوار می تواند به حالت نرمال ابررسانایی قبلی خود برگردد در صورتی که به یک چاه حرارتی با دمای پایین متصل باشد. آرایش این نوار های ابررسانا باعث ایجاد پتانسیل جذابی برای آزمایشات فیزیکی ذرات دارای انرژی می گردد.^{۶۳}

D. تونل اتصال ابررسانا:

در مواد ابررسانا، بسیاری از الکترون ها با همدیگر هم مرز هستند، بین آن ها یک پیوند ضعیف برقرار می گردد و که زوج کوپر نام دارند. این تجمع می تواند توضیحی باشد برای نبود مقاومت الکتریکی در ابررسانا ها. انرژی بستگی زوج های کوپر بسیار کوچک است و تقریباً در حدود $0.5 \times 10^{-3} \text{ eV}$ می باشد. به جز صفر مطلق، زوج های کوپر خود به خود توسط انرژی گرمایی شکسته می شوند و شبه ذرات یا الکترون هایی که مرز های طولانی با یکدیگر ندارند، ظاهر می گردند. بنابراین یک ساختار انرژی برای الکترون ها در ابررسانا ها وجود دارد که در شکل ۱۹-۱۱ نشان داده شده است. باند انرژی شامل زوج های کوپر توسط شکاف انرژی هم ارز انرژی بستگی زوج کوپر از شبه ذرات جدا می گردد. ساختار این باند انرژی قابل متشابه است با الکترون های درون نیمه رسانا که در فصل ۱۱ معرفی گردید. تفاوت اساسی بین آن ها این است که تا زمانی که باند فاصله ی انرژی نیمه رسانا ها از مرتبه ی 1 eV باشد فاصله ی سطوح انرژی در ابررسانا ها ۱۰۰۰ برابر کوچکتر خواهد بود.

وقتی که ذرات بار دار درون ابررسانا فعل و انفعال دارند، مقداری از انرژی خود را در میان شکستگی زوج کوپر ها از دست داده و شبه ذرات تشکیل می گردند. چنانچه بتوان تعداد شبه ذرات تشکیل شده را اندازه گیری کرد، در نتیجه می توان انرژی ذرات را به دست آورد. تعداد اطلاعات استخراج شده در هر رخداد در مورد شبه ذرات، سه برابر بزرگتر از آشکارساز های نیمه رسانا می باشد. بنابراین می توان انتظار داشت که محدودیت های آماری در تفکیک پذیری انرژی بسیار کوچک گردد و تقریباً فاکتوری در حدود جذر ۱۰۰۰ یا ۳۰ می باشد. عوامل پیچیده ای همچون کسر انرژی تبدیل شده و ضریب موثر فانو می توانند این تخمین ها را بهبود بخشند با این وجود می توان انتظار داشت که اگر شبه ذرات تشکیل شوند تفکیک پذیری انرژی کمتر می گردد.

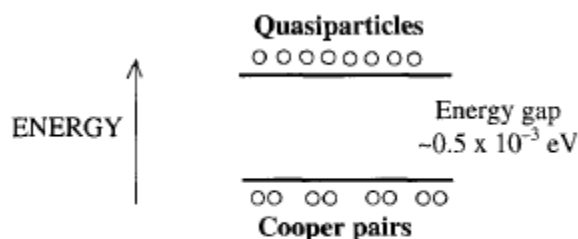


Figure 19.11 Energy structure for electrons in a superconductor.

یک دستگاه که بتواند این کار را انجام دهد در شکل ۱۹-۱۲ نشان داده شده است که به اسم دیود تونل ابرسانا شناخته می شود و از لایه های نازکی از جنس ابرسانا تشکیل شده است که توسط لایه های جدا کننده ای از هم مجزا شده اند و آنقدر نازک هستند که اجازه می دهد فرآیند های مکانیکی کوانتومی انجام شود و الکترون ها و شبه ذرات از یک سمت اتصال به طرف دیگر تونل بزنند. این دستگاه ها به خاطر خصوصیات منحصر به فرد جریان ولتاژ در حوزه های الکترونیکی کاربرد دارند که در شکل ۱۹-۱۲ نشان داده شده است.

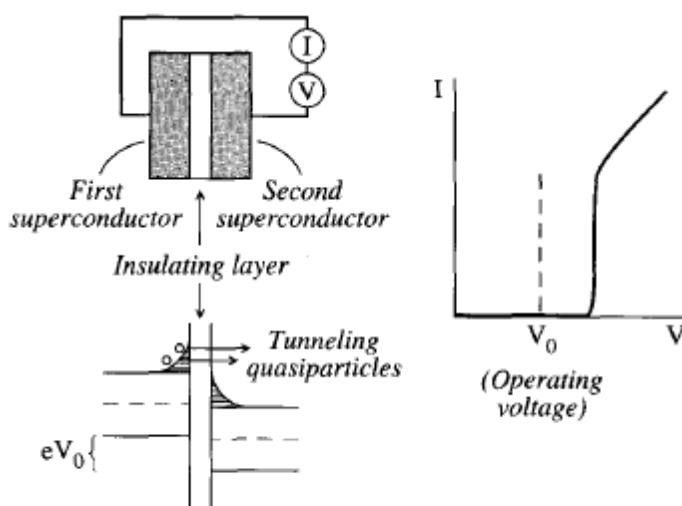


Figure 19.12 Principle of the superconducting tunnel diode. The operating voltage when used as a detector for quasiparticles is V_0 .

اثر به کار بردن یک ولتاژ به محل اتصال، افزایش نمودار پتانسیل یک سمت اتصال است که با سمت دیگر با اندازه ای برابر با تکثیر بار الکترونیکی توسط ولتاژ، در ارتباط می باشد. افزایش ناگهانی جریان

در یک دیود مشاهده می گردد و در ولتاژی رخ که با پهنای شکاف انرژی برابر است. در این نقطه پدیده ی تونل زدن به شدت افزایش می یابد زیرا تعداد زیادی از الکترون ها در یک سمت اتصال تجمع می کنند و این قابلیت از انرژی را به دست می آورند که به سمت دیگر تونل بزنند.

زمانی که به عنوان یک آشکارساز پرتوی مورد استفاده قرار گیرد، تونل دیود تا حدی کمتر از ولتاژ بایاس (ولت شبکه) V_0 به کار انداخته می شود که در شکل ۱۹-۱۲ نشان داده شده است. اینجا جریان عملیاتی (یا جریان نشت دستگاه) بسیار پایین است تا زمانی که منبع فقط تونل زدن شبه ذرات باشد که توسط برانگیختگی گرمایی به وجود می آید. به هر حال زمانی که یک ذره ی دارای انرژی شبه ذرات را پشت سر هم تولید می کند، افزایش ناگهانی تونل زدن که به صورت یک افزایش در این جریان برای زمانی کوتاهی که شبه ذرات تونل بزنند یا دوباره تشکیل شوند، قابل اندازه گیری می باشد. زمان واپاشی شبه ذرات از مرتبه ی چند میکروثانیه می باشد و بنابراین مدت زمان مشاهده ی پالس نیز از همین مرتبه می باشد.

بنا بر تعریف، تونل دیود لایه های نازکی هستند که حجم کوچکی دارند. محدودیت ضخامت از ملزومات است زیرا زمانی که شبه ذرات در این لایه گیر اندازی می شوند، در مدت زمان عمرشان این فرصت را خواهند داشت که برای ایجاد تونل در میان اتصالات، تقلا کنند. از طرف دیگر برای ایجاد یک آشکارساز کارا اغلب از حجم یا مساحت بزرگتر استفاده می کنند. گام برداشتن در این مسیر توسط فرآیند گیر اندازی شبه ذرات ^{65}Zn انجام می گیرد که یک ماده ی ابررسانای ثانویه با نوار گپ بزرگتر در تماس ترمودینامیک با لایه ی نازک ابررسانا در آن طرف اتصال قرار گرفته است. یک مثال معمولی که از گیر اندازی شبه ذرات به کار می رود، به کار گیری یک لایه ی نازک اکسید آلومینیوم است که با حجم بزرگتری از ابررسانای نیوبیوم جفت شده است. گپ پهن ابررسانا عمدتاً به عنوان جاذب تابش

به کار گرفته می شود و اکثر شبه ذرات در حجم آن ها تشکیل می شوند. از آن جایی که این حجم در تماس با لایه ی جدا کننده قرار ندارد، این شبه ذرات فرصت طولانی برای تونل زدن پیدا نمی کنند. به هر حال در نفوذ نرمال بسیاری از آن ها به واسطه بین دو ماده ی ابررسانا خواهند رسید. در این نقطه شبه ذرات یک گرایش طبیعی برای ورود به لایه ی نازک ابررسانا با گپ باریک دارند و سپس آن جا گیر اندازی می شوند زیرا تقاطع سر حد مرزی در جهت مخالف به طور جدی پذیرفته نمی گردد. بنابراین حجم بزرگتری از ابررسانا به عنوان منبع شبه ذرات به کار گرفته می شود که متعاقباً پس از گیر اندازی در لایه ی نازک ابررسانا تونل زنی می کنند.

مطابق گیر اندازی شبه ذرات، دستگاه های این چینی نیز بسیار کوچک باقی می مانند (مساحت سطح از مرتبه ی 1mm^2) اما در طیف سنجی با تفکیک پذیری بالا برای اشعه ی X کاربرد دارند. بهترین نتیجه ی گزارش شده تا به امروز تفکیک پذیری انرژی 29 eV در 5.9 keV بوده است.

VI. امولسیون (تعلیق جسمی به صورت ذرات ریز و پایدار در محلول) عکاسی:

قدمت به کار گیری فیلم عکاسی برای ثبت پرتو های یونیزان به زمانی بر می گردد که زمان کشف پرتوی X در پایان قرن، اما به صورت یک روش مهم تا زمان حال باقی مانده است. معرفی کامل به کار گیری امولسیون عکاسی برای پرتو های یونیزان در متن توسط Herz ارائه شده است.

فیلم عکاسی معمولی تشکیل شده است از یک امولسیون دانه های هالید نقره (شامل برومید نقره) که در یک شبکه ی ژلاتینی سوسپانسیون شده و توسط یک پوشش شیشه ای یا فیلم سلولز استات (ترموپلاستیکی متشکل از سلولز و اسید استیک که در ابریشم های مصنوعی فیلم لاک الکل و غیره به کار می رود) پشتیبانی می گردد. نقش پرتو های یونیزان درون امولسیون شبیه نور مرئی است، که در آن بعضی از دانه ها در حین برهم کنش با پرتوها توسط الکترون های مولکول هالید نقره حساس می

شوند. این فرآیند دسته های نیمه پایداری را تشکیل می دهند که شامل تعدادی اتم طبیعی نقره در سطح بعضی از دانه ها می گردد. حساس کردن دانه ها به صورت نا محدود در این مرحله باقی می ماند، بین طریق تصویر پنهانی از این باریکه ی ذرات یونیزان در امولسیون ذخیره سازی می گردد. برآیند توسعه ی این فرآیند، این است که تمام ذرات حساس به نقره ی فلزی تبدیل می گردند و به طور وسیعی تعداد مولکول های تحت تاثیر قرار گرفته افزایش می یابند تا اینکه دانه های توسعه یافته نمایان گردند. با پیشرفت فرآیند، امولسیون دور شدن از انحلال دانه های هالید نقره ثابت می گردد و در مرحله ی نهایی با شست و شوی فرآیند محلول از امولسیون خارج می گردد.

کاربرد تابش امولسیون عکاسی به دو دسته تقسیم بندی می گردد: یکی تاریک شدن عمومی امولسیون که به علت اثر چندین بر هم کنش ثبت می گردد و دیگری آن هایی هستند که به علت رد حرکت ذرات منفرد منحصراً ثبت می گردند. اولین دسته شامل میدان وسیعی از پرتونگاری می باشد که یک عکس شدت پرتوی عبوری را ثبت می کند. فیلم های مخصوصی برای این منظور به کار گرفته می شود که اساساً با فیلم های عکس برداری معمولی تفاوتی ندارند. رد بر جای مانده از ذرات منفرد امولسیون هسته ای ثبت شده هستند که نسبت به ترکیبات امولسیون عکاسی تیره تر و متفاوت می باشد.

A. فیلم رادیوگرافی:

شرح اندازه گیری رادیوگرافی در شکل ۱۹-۱۳ ارائه شده است. پرتو های رایج در شکل یک چشمه ی نقطه ای یا پرتو های موازی می باشند که در قالب یک سایه ی معین از پرتو بر روی امولسیون ثبت می گردند. اگر چه بیشتر پرتو هایی که در رادیوگرافی استفاده می شوند اشعه X هستند که توسط لوله های استاندارد تولید شده اند، پرتو های گامای پر انرژی که از چشمه های رادیواکتو ساطع می شوند یا اشعه

های X ترمزی (برمزاشرالونگ) پرنرژری که از الکترون های خطی شتاب داده شده به وجود آمده اند نیز در رادیوگرافی صنعتی به طور گسترده کاربرد دارند. همچنین نوترن ها نیز در رادیوگرافی کاربرد دارند که در ادامه بر روی آن ها بحث می گردد.

امولسیون های رادیوگرافی در حدود $10-20\text{ }\mu\text{m}$ ضخامت دارند با قطر $1\text{ }\mu\text{m}$ رشد می کنند. غلظت هالید نقره در حدود 40% وزنی می باشد. برای افزایش حساسیت آن ها، بعضی از فیلم های رادیوگرافی دو طرفه می باشند که امولسیون به دو طرف سطح این فیلم ها اعمال می گردد.

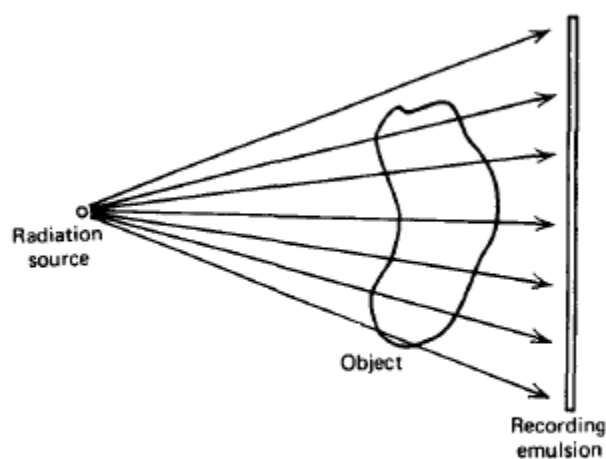
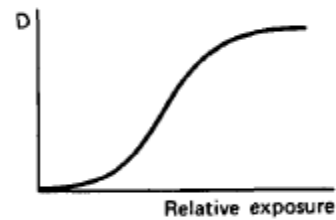


Figure 19.13 The elements in the formation of a radiographic image.

در رادیوگرافی اگر پرتو های X یا گاما ثبت گردند فوتون منتقل شده به صورت الکترون ثانویه بر هم کنش انجام می دهد. احتمال بر هم کنش مستقیم فوتون با انرژی نوعی در امولسیون مربوط به خودش، معمولاً در بهترین حالت بیشتر از چند درصد نمی باشد. از این رو فیلم های عکس برداری مستقیم پرتو های X یا گاما نسبتاً غیر حساس هستند. یک منحنی حساسیت در زیر شرح داده شده است که D به عنوان دانسیته ی توسعه یافته ی فیلم تعریف می گردد که توسط چگالی سنج بصری اندازه گیری شده است. سه ناحیه در این منحنی به سهولت قابل شناسایی است.



در بینهایت، پرتودهی بالا در نتیجه ی تراکم بالای غلظت دانه ها به وجود می آید. در پرتودهی میانه دانسیته به صورت تقریباً خطی با پرتودهی تغییر می کند و این ناحیه برای شرایط کار بسیار مناسب است. محدوده ی پویا (نسبت کمترین و بیشترین پرتودهی که با تغییرات سودمند دانسیته به وجود می آیند) برای فیلم های نمونه از مرتبه ی 50-100 تجاوز نمی کند.

در رادیوگرافی پزشکی یا دیگر کاربردها که شدت تابش محدود است، برای بهبود حساسیت امولسیون ها تلاش می گردد. یکی از روش ها پیچیدن فیلم بین ورق های موادی با عدد اتمی بالاست. برهم کنش های فوتوالکتریک و یا کامپتون در بین این ورق های مبدل بعد از به اشتراک گذاری الکترون های ثانویه امکان پذیر است. متناوباً پرده ی تقویت کننده ممکن است در کنار امولسیون قرار بگیرد که شامل ساطع کننده ی نور فسفری با عدد اتمی بالا همچون کلسیوم تنگستید می باشد. برهم کنش بر روی پرده یک نور مرئی در میان فرآیند سوسوزن نرمال به وجود می آورد که در نهایت به امولسیون سوسوزن منجر می گردد. از آنجایی که نور به هر سمتی حرکت می کند، باید یک سازش بین حساسیت و تفکیک پذیری فضایی در انتخاب ضخامت پرده ی نمایش صورت گیرد. در بعضی از شرایط حساسیت فیلم پرتوهای X با به کار گیری برخی پرده های تقویت کننده تا ۱۰ برابر افزایش یابد.

همچنین رادیوگرافی نوترونی را می توان با استفاده از امولسیون انجام داد، به شرط این که از ورق های مناسب استفاده گردد. از نوترون های آهسته می توان با استفاده از پیچیدن امولسیون بین لایه ی نازکی از گادولیم عکس برداری کرد. تابش الکترون های تبدیل شده از جذب نوترون وارد امولسیون شده و منجر

به ایجاد حساسیت می گردد. اگر لایه ی گادولیم و امولسیون نازک نگه داشته شود، تاریک شدن امولسیون فقط در نزدیکی جذب نوترون بی درنگ اتفاق می افتد و تفکیک پذیری فضایی عکس حفظ می گردد. در روش اتورادیوگرافی (به کار گیری رادیوگرافی اشعه ی ایکس برای تشخیص رادیو اکتیو بودن مواد)، چشمه ی تابش را برای تصویر سازی در میان نمونه ی خودش به کار می رود. برای مثال، فرآیند های بیولوژیکی می توانند توسط بر چسب زدن به جسم مفروض با تیتانیوم یا کربن ۱۴ مورد مطالعه قرار بگیرند. اگر لایه ی نازک نمونه، پوشش در تماس با امولسیون رادیوگرافی با زمان کافی پرتو دهی باشد، ذرات بتا با واپاشی رادیو ایزوتوپ تابش می شوند که به صورت یک عکس بر روی امولسیون ثبت می گردند. استفاده از این روش می توان توزیع فضایی رادیو ایزوتوپ در نمونه را به راحتی ثبت کرد.

B. امولسیون های هسته ای:

زمانی که اندازه گیری، رد ذره ی منفرد را ثبت می کند، قاعده ی مخصوصی به نام امولسیون های هسته ای به کار گرفته می شود. در اینجا ضخامت امولسیون تا حد $500\text{ }\mu\text{m}$ افزایش می یابد تا اجازه ی ثبت رد بسیاری از ذرات ورودی صادر گردد. برای بالا بردن دانسیته ی دانه ها در طول رد ذرات، غلظت هالید نقره درون امولسیون بیش از 80% افزایش می یابد. ضخامت غیر عادی و ترکیب امولسیون های هسته ای نیازمند به کار گیری رویه ی با زحمت بیشتر است تا این اطمینان حاصل گردد که توسعه ی یکنواخت صورت گرفته است. رد ذرات یونیزان تحت بازرسی های میکروسکوپی به صورت دانه های نقره ی پیوسته نمایان می گردند. یک مثال در شکل ۱۹-۱۴ آورده شده است. طول رد ذره را اغلب می توان برای اندازه گیری برد ذره و یا انرژی آن به کار برد و دانسته ی رد ذره برای تشخیص دادن تفاوت پرتو های dE/dx به خدمت گرفته می شود. در بعضی از امولسیون ها کمترین مقدار dE/dx مورد نیاز تا یک رد ذره ی قابل

گردد، بنابراین یک توانایی تبعیض ذاتی در برابر دسترسی به پرتوهای یونیزان وجود دارد. قوائد دیگری نیز برای رد dE/dx کوچک ذرات ایجاد شده است که الکترون های سریع را شامل می گردد.

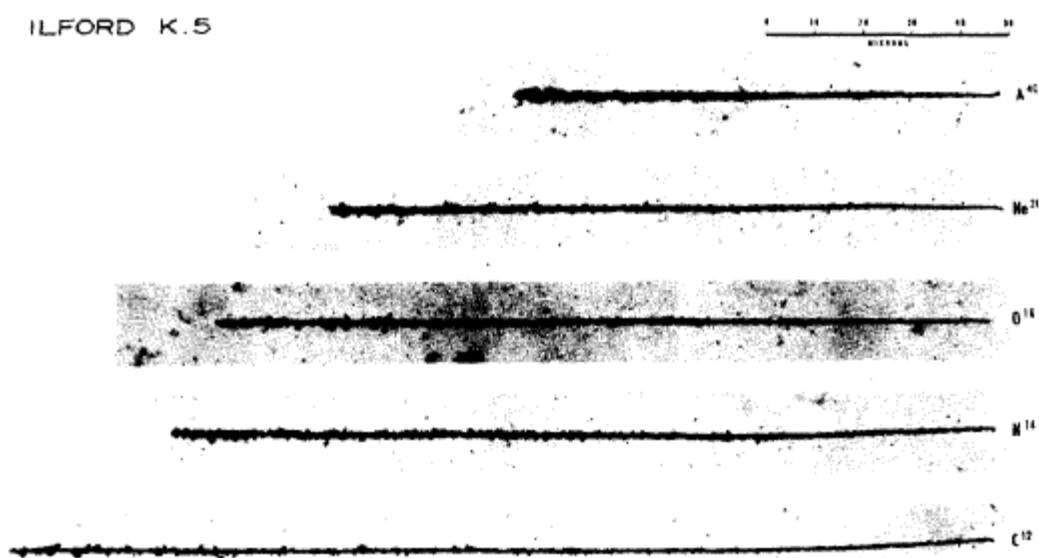


Figure 19.14 Tracks of fast heavy ions in Ilford K.5 nuclear emulsion. The ions are all incident from the left with initial energy of 10 MeV per nucleon. The track density is seen to decrease as the ion slows down and loses charge by electron pickup. (Photomicrographs courtesy of Prof. E. V. Benton, University of San Francisco.)

تئوری پاسخ امولسیون هسته ای پرتوهای یونیزان در مراجع ۶۸ و ۶۹ بررسی گردیده است. تحت شرایط متفاوت حساس کردن دانه ها را می توان به صورت یک فرآیند برخورد منفرد مطرح کرد که فقط یک برخورد با ذره ی یونیزان مورد نیاز است و یا اینکه ممکن است فرآیند چند برخوردی باشد که در آن بیشتر از یک رویارویی مورد نیاز است. در مورد دوم آستانه ی معینی از دانسیته ی یونیزان مورد انتظار است. اگر چه واضح است که محدودیت در موقعیت هایی که سیگنال سریع آشکارساز مورد نیاز نیست، امولسیون های هسته ای فواید بسیاری را در مقایسه با آشکارساز های معمول ارائه می دهند. مرجع ۷۰ برخی از کاربرد ها را مورد بازنگری قرار می دهد. هیچ تجهیزات وابسته ای مورد نیاز نیست بنابراین یک آشکارساز امولسیون بسیار ساده را می توان برای آزمایشات دوردست به کار برد در جایی که بسیار ی روش های

معمول کاربردی ندارند. تحت یک شرایط محیطی مناسب از دمای پایین و رطوبت، رد ذرات ممکن است به صورت نامحدود و به صورت تصاویر پنهان درون امولسیون ذخیره گردند و یکباره توسعه پیدا کنند و به صورت دائم ثبت گردند. امولسیون ها توسط هدف های هسته ای همچون بوران یا اورانیوم پر می شوند که می توانند نسبت به نوترون های حرارتی حساس باشند. رد نوترون های سریع را می توان توسط به حالت اولیه برگشتن پروتون های تولید شده درون خود امولسیون نشان داد.

C. نشان فیلم تشعشع سنج:

برای چندیدن دهه روش استاندارد نظارت بر تابش پرتو دهی برای کارکنان، شامل به کارگیری امولسیون های عکاسی بود. با این که به طور فزاینده ای توسط روش های دیگر جایگزین گردید، نشان فیلم تشعشع سنج شامل بسته ی کوچکی از فیلم در یک تراکم نور لفاف دار، هنوز برای نظارت بر تابش ها مورد استفاده قرار می گیرد. امولسیون ها یک روش کنش پذیر را ارائه می دهند که نتایج تابش پرتو دهی را در یک پریود بسیار طولانی از زمان ثبت می کنند که واقعاً مستقل از اتلاف تدریجی اطلاعات یا محو سازی (فدینگ) می باشند که گاهی اوقات یک مشکل در روش های کنش گر هم چون آشکار ساز های TLD می باشند که در بخش بعد از این فصل مورد بررسی قرار خواهند گرفت. یک روش ارزیابی از دوز انباشته شده در جریان پرتو دهی این است که بین دانسیته ی فیلم رشد یافته و فیلم یکسانی که در معرض دوز کالیبره شده قرار گرفته است، یک مقایسه صورت می گیرد. در این مسیر تغییرات حساسیت امولسیون و پیشرفت رویه حذف می گردد.

نگهدارنده ی فیلم یک بخش مهم از پاسخ نشان فیلم می باشد زیرا این نگهدارنده ها حاوی فیلتر هایی هستند که با فیلم در تماس بوده و پاسخ ها را تغییر می دهد. یک مثال از کارکرد چنین فیلتر هایی در شکل ۱۵-۱۹ آورده شده است که نشان می دهد پاسخ امولسیون عکس برداری معادل دوز های اشعه های گاما با

انرژی های متفاوت است. بزرگ ترین حساسیت فیلم برای فوتون های کم انرژی می باشد به طوری که فیلم بدون فیلتر تمایل به اندازه گیری بیش از حد پرتو های ایکس و گامای کم نفوذ به بافت نرم را در مقایسه با پرتو های با انرژی بالاتر دارند. به هر حال پوشاندن فیلم توسط ترکیب مرکبی از قلع و سرب موجب می گردد پاسخ ها در محدوده ی وسیعی از انرژی فوتون کاملاً مسطح گردند.

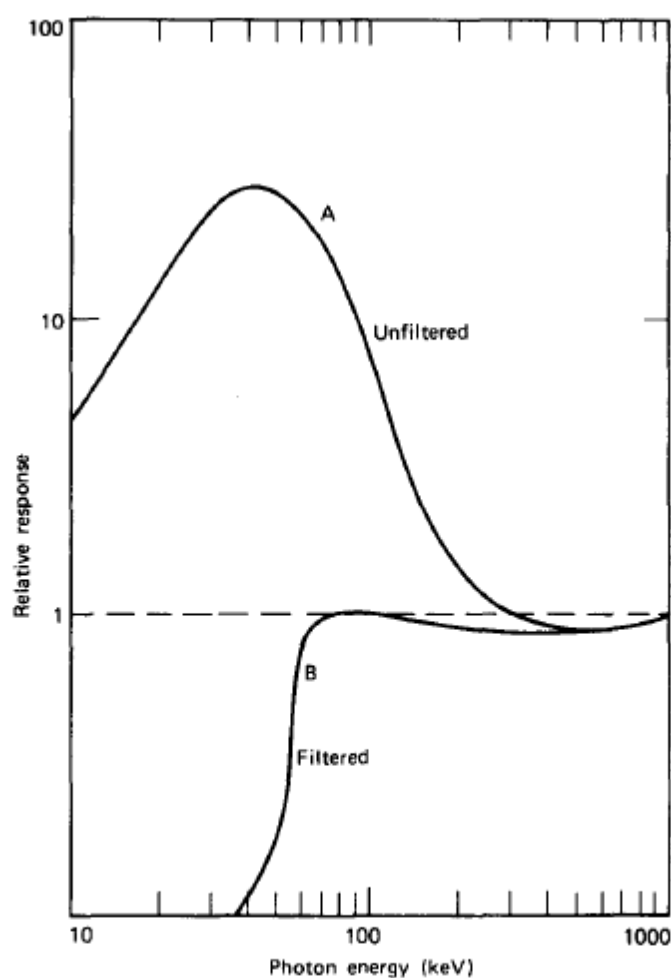


Figure 19.15 Relative response of a typical film badge dosimeter with and without a compensation filter. (From R. H. Herz, *The Photographic Action of Ionizing Radiations*, Copyright 1969 by John Wiley & Sons, Inc.)

دانشیه ی فیلم را نیز می توان با صرف نظر از جزئیات طیف برای اندازه گیری پرتو دهی پرتوی گاما به

کار برد.

نگه دارنده ی نشان فیلم به طور عادی شامل یک سری فیلتر های کوچک می گردد که به نواحی محلی فیلم محدود می گردند. این فیلتر ها از مواد متفاوت با ضخامت های متغیر ساخته شده اند، بنابراین تفاوت در دانسیته فیلم را می توان برای دسته بندی اجزای مختلف تابش پرتو دهی به کار برد. برای مثال فیلتر نازک با عدد اتمی کوچک به طرز کارایی ذرات بتای کم نفوذ را بدون ساطع شدن پرتوی گاما متوقف می سازد. فیلتر های فلزی دیگر می توانند برای جدا سازی سهم اجزای متفاوت طیف پرتوی گاما کمک کنند.

ورق مبل کادمیوم یا گادولیم را می توان برای اندازه گیری پرتو دهی فیلم و در نتیجه برای نوترون های حرارتی به کار برد. تابش ثانویه (الکترون سریع و گیراندازی اشعه ی گاما) که در این مواد بر اثر گیراندازی نوترون حرارتی ساطع می گردد منجر به رشد پرتو دهی فیلم خواهد شد. با مقایسه ی دانسیته ی پشت چنین فیلتری با پشت یک فیلتر قلع-سرب با خواص جذب فوتون مشابه، تیره شدن به علت جذب نوترون را می توان اندازه گیری کرد. پرتو دهی فیلم ها با دوز های نوترون سریع منجر به تراکم کافی اندازه گیری مستقیم نمی گردد. به هر حال رد های منفرد به علت فوتون های ساطع شده ناشی از رفتن به حالت پایه در امولسیون را می توان توسط میکروسکوپ مشاهده کرد و در نتیجه شمارش آن ها یک تخمین از دوز ناشی از نوترون های سریع ارائه می کند.

VIII. آشکارساز های منقوش کردن رد ذره:

A. فرآیند ثبت رد ذره:

وقتی که یک ذره ی باردار یونیزان در میان یک ماده ی عایق حرکت می کند، در نتیجه ی انتقال انرژی یک تخریب مولکولی دنباله دار در طول مسیر رد ذره به وجود می آید. در بعضی از مواد رد حرکت ذره می تواند بر روی یک اسید قوی یا محلول پایه نقش بندی گردد. تمام سطح ماده تحت تاثیر قرار می گیرد اما آن بخشی از سطح که اثر رد ذره بر روی آن قرار گرفته در حدود ۱۰ دقیقه زود تر منقوش می افتد. اثر رد

بدین سان می تواند از حفره هایی بر روی سطح تشکیل گردد که به اندازه ی کافی بزرگ بوده و بتوان آن ها را توسط میکروسکوپ های مرسوم مورد بررسی قرار داد. موادی که برای آشکارسازی ذرات با این روش مورد استفاده قرار می گیرند، آشکارساز های منقوش کردن رد ذره نام دارند، و خواص و کاربردها در این روش در کتاب جامع فیچر و همکاران مورد بازبینی قرار گرفته است.

همچون آشکارساز های کنش پذیر پیشین مانند امولسیون های عکاسی یا ورق های فعال نوترون، آشکارساز های نقش بندی رد ذره در عین سادگی فواید زیادی داشته و بسیار ارزان قیمت هستند. آن ها همچنین دارای یک آستانه ی ذاتی بسیار مفید هستند که در آن حداقل مقدار انرژی مخصوص از دست رفته $(-dE/dx)$ مورد ذره است، تا قبل از اینکه تخریب آنقدر زیاد شود که موجب نقش بندی رد ذره گردد. متناظر با محدوده ی انرژی ذره برای ذرات باردار گوناگون اثر رد به تفصیل در شکل ۱۹-۱۹ آورده شده است.

آستانه همیشه بالای انرژی مخصوص از دست داده رفته ی یک اثر رد الکترون است بنابراین مواد منقش کننده ی رد ذره به صورت ذاتی به بر هم کنش الکترون های سریع یا اشعه ی گاما حساس می باشند. بسیاری از مواد همچنین ذرات باردار یونیزان آهسته همچون پروتون یا دوتریوم پاسخی نمی دهند، از این رو به فوتونی که برای برگشتن به حالت پایه ی مواد در اثر بر هم کنش با نوترون ساطع می گردد، غیر حساس می باشند. بعضی از عایق ها اثر رد فوتون را در یک محدوده ی خاص از انرژی ثبت می کنند. آشکارساز های منقش کننده ی رد ذره با امولسیون های هسته ای دارای یک عیب می باشند که باید رد ذرات را به صورت منفرد شمارش کنند. وقتی که این عمل با دست انجام گردد گام های شمارش در بهترین حالت خسته کننده بوده و اگر برای دقت آماری تعداد بسیار زیادی اثر رد ثبت گردد بسیار زمان گیر خواهد بود. سیستم های شمارش خودکار بسیار پیشرفت کرده اند اما نیازمند سرمایه گذاری قابل ملاحظه

در قیمت بوده و بسیار پیچیده می باشند. اگر چه برخی تفاوت ها می تواند نوع ذره و پایه ی انرژی را برای پیدایش اثر چاله ها مشخص کند، اما بسیاری از اطلاعات مربوط به رد اصلی ذرات در فرآیند نقش بندی اثر از دست می رود. این آشکارساز ها تقریباً برای اندازه گیری خواص اثر رد ذرات منفرد به صورت امولسیون های هسته ای، مناسب و خوب هستند.

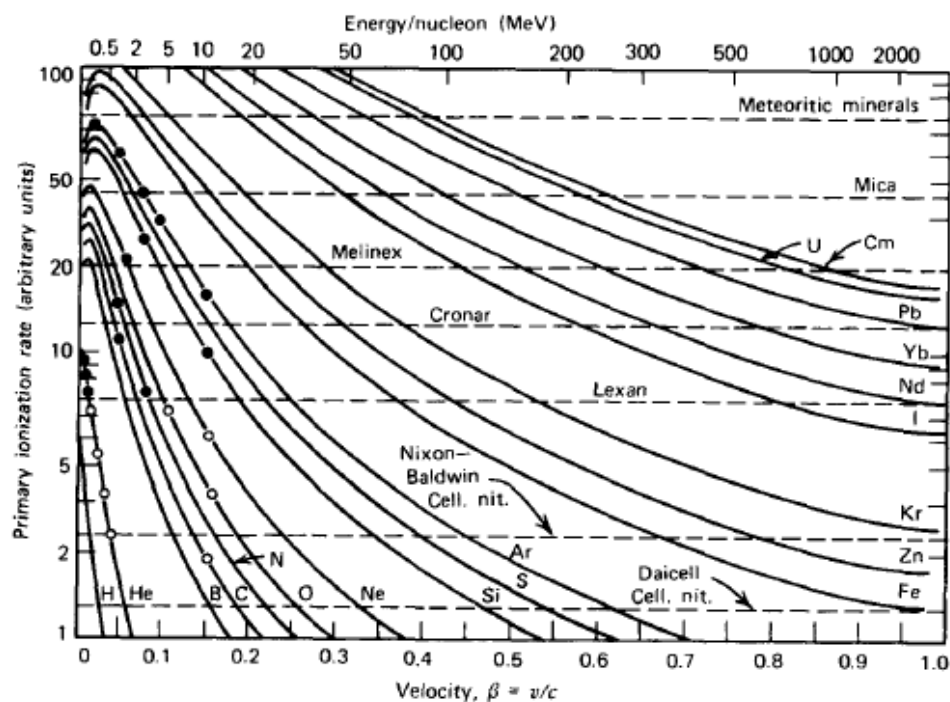


Figure 19.19 The relative ionization rate as a function of energy per nucleon or velocity is shown for various heavy ions. Horizontal dashed lines indicate the minimum damage rate required for 100% registration of tracks on some popular track-recording materials. The solid dots are experiments using accelerated ions on Lexan which gave 100% registration, and the open circles gave zero registration. (From R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walker, *Nuclear Tracks in Solids*. Copyright 1975 by The Regents of the University of California; reprinted by permission of the University of California Press.)

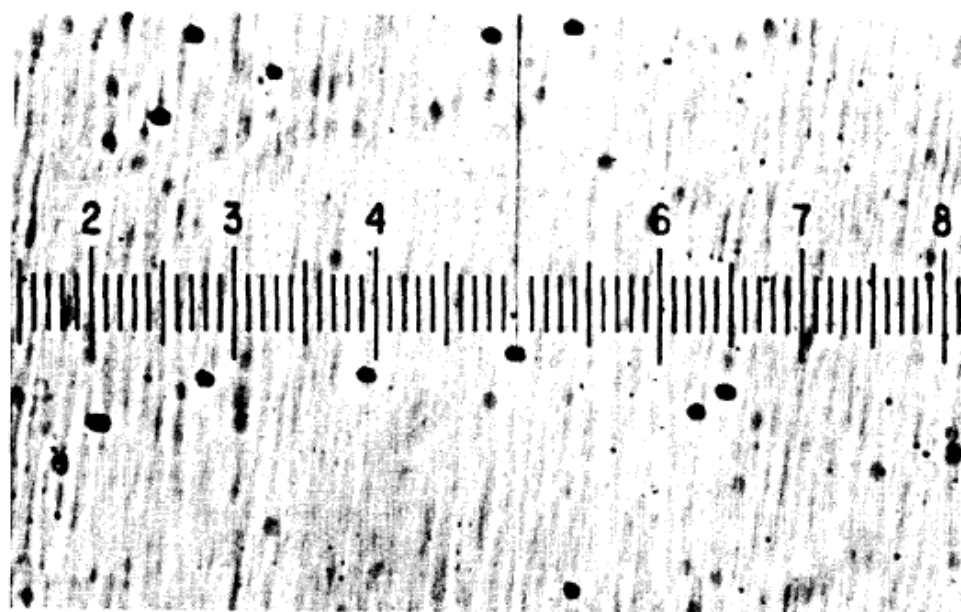


Figure 19.20 Photograph of etched fission fragment tracks in polycarbonate film. The smallest scale division represents 10 μm . (Photo courtesy of D. M. Gilliam, National Bureau of Standards.)

Table 19.2 Commonly Used Track Etch Materials

	Atomic Composition	Least Ionizing Ion Seen
<i>Inorganic Materials</i>		
Quartz	SiO_2	100 MeV ^{40}Ar
Phlogopite mica	$\text{KMg}_2\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	
Muscovite mica	$\text{KAl}_3\text{Si}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	2 MeV ^{20}Ne
Silica glass	SiO_2	16 MeV ^{40}Ar
Flint glass	$18\text{SiO}_2 : 4\text{PbO} : 1.5\text{Na}_2\text{O} : \text{K}_2\text{O}$	2–4 MeV ^{20}Ne
<i>Organic Materials</i>		
Polyethylene terephthalate (Cronar, Melinex)	$\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$	36 MeV ^{16}O
Bisphenol A-polycarbonate (Lexan, Makrofol)	$\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$	0.3 MeV ^4He
Polymethylmethacrylate (Plexiglas, Lucite, Perspex)	$\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$	3 MeV ^4He
Cellulose triacetate (Cellit, Triafol-T, Kodacel TA-401 unplasticized)	$\text{C}_3\text{H}_4\text{O}_2$	
Cellulose nitrate (Daicell)	$\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_9\text{N}_2$	0.55 MeV ^1H

Source: R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walker, *Nuclear Tracks in Solids*. Copyright 1975 by The Regents of the University of California; reprinted by permission of the University of California Press.

آسیب به وجود آمده در ذرات می تواند در اثر برخورد ذرات با خودشان یا از پرتو های دلتای پر انرژی (فصل ۲) باشد که در طول مسیر رد ذرات به وجود می آیند. دامنه ی پرتوی دلتا می تواند تا 5 nm در هر جهتی از موقعیت ذره گسترده گردد، که گمان می شود شعاع آسیب اولیه ی رد ذره تقریباً از همین بعد باشد. پس از نقش بندی، رد ذره به شدت تا قطر $10-20\ \mu\text{m}$ بزرگ می گردد. عکس نقش بندی رد ذره در فیلم پلی کربنات در شکل ۱۹-۲۰ نشان داده شده است.

نقش بندی رد ذرات در بسیاری از مواد تشکیل می گردد. همه ی عایق کننده های الکتریکی، با این که باند گپ عریضی از نیمه رسانا دارند، برای ثبت رد ذرات شناخته می شوند. مواد به دو دسته اصلی تقسیم بندی می شوند: جامدات غیر اورگانیک، همچون شیشه ها و کریستال ها، و جامدات اورگانیک همچون پلیمر ها. در دسته ی اول، معروف ترین مواد میکا و بلور می باشند، در حالی که فیلم های پلی کربنات و پلی استر معروف ترین آشکارساز های نقش بندی رد ذرات اورگانیک می باشند. لیستی از مفید ترین مواد در جدول ۱۹-۲ آورده شده است.

یک مدل کاملاً رضایت بخش برای مکانیزمی است که منجر به ثبت رد می شود که تا کنون وجود نداشته است. کوشش های گذشته ارتباطی بین نقش پذیری رد ذرات با دانسیته ی جابجایی اتمی یا ساختن یک میله ی حرارتی از مواد مذاب در طول رد ذرات به وجود آورده است. فرضیه ی دیگر به عنوان میله ی یون انفجاری شناخته می شود که بر اساس میدان الکتریکی آنی می باشد که در طول رد ذرات توسط عدم تعادل بار و جهش آنی بسیاری از الکترون ها از ناحیه ی رد ذره، به وجود می آید. هیچ یک از این روش ها نمی تواند برای تفاوت های مشاهده شده در رفتار نقش بندی به صورت کامل به شمار آید. آستانه نقش بندی رد ذره بهترین همبستگی با انرژی محصور از دست رفته را دارا می باشد که برابر نرخ انرژی بر جای گذاشته شده در مسیر اولیه ی ذره به استثنای تابش مربوط به دلتا است. به خاطر سهم انرژی تابش دلتا که

یکی از دلایل سستی از دست رفتن انرژی مخصوص dE/dx می باشد، مقدار محصور شده مخصوصاً در انرژی های بالای ذره قدری کوچکتر است.

B. منقش کردن رد ذره:

یک تصویر از چگونگی آشکار کردن رد توسط منقش کردن در شکل ۱۹-۲۱ الف آورده شده است. فرض شده که یک شیار با صورت عمودی بر روس سطح وجود دارد که در معرض محلول نقش بندی قرار دارد.

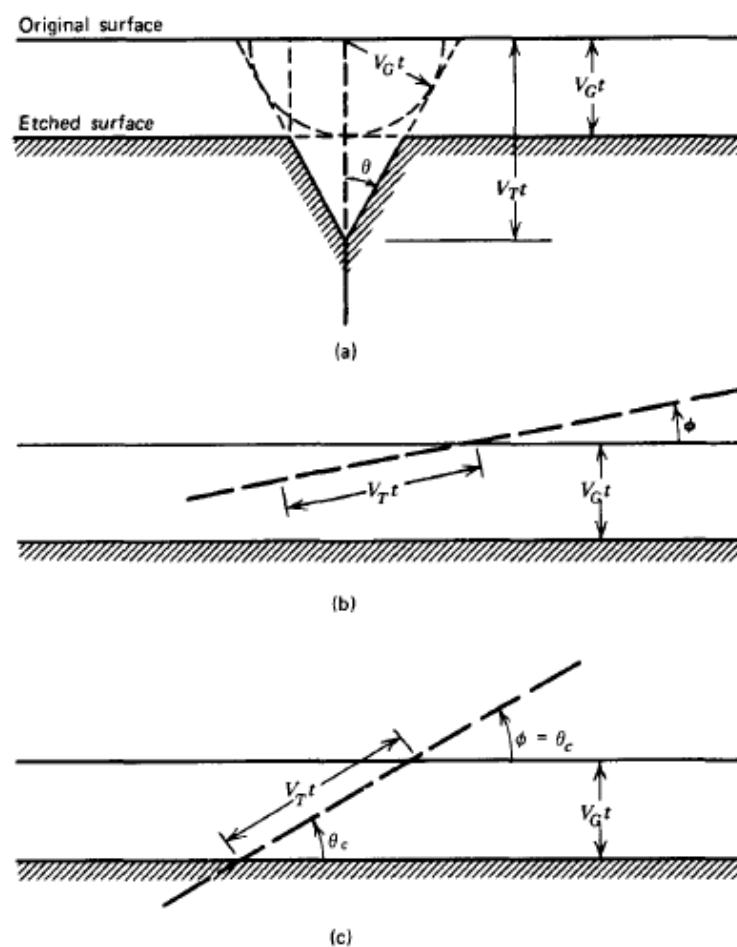


Figure 19.21 (a) Model of track etching in which the normal surface is removed at a velocity V_G and the damaged track at a velocity V_T , leading to a cone-shaped pit. (b) Tracks formed at an angle ϕ less than the critical angle θ_c are not revealed because the normal surface advances faster than the etch rate along the track. (c) The case in which the particle enters at the critical angle θ_c . Tracks entering the surface at an angle greater than the critical angle will be visible after etching. (From R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walker, *Nuclear Tracks in Solids*. Copyright 1975 by The Regents of the University of California; reprinted by permission of the University of California Press.)

در یک مدل ساده ما فرض کردیم که سطح بدون آسیب با یک سرعت V_G به صورت عمودی بر روی سطح دچار ساییدگی می گردد. سپس فرض کردیم که سرعت نقش بندی در طول شیار تخریب شده برابر V_T می باشد. تحت این شرایط طرح به تصویر کشیده شده به صورت یک گودال مخروطی شکل با یک محور تقارن در طول شیار خواهد بود. اگر چه این مدل ناپخته است به این علت که شمارش تغییرات نرخ نقش بندی با کم شدن محلول آن و یا درجه ی تخریب در طول مسیر شیار در نظر گرفته نشده است، اما برای توصیف بسیاری از خصیصه های مشاهده شده کافی است. برای مثال شیاری که با سطح زاویه ی کوچکی می سازد را می توان با فرآیند نقش بندی پاک کرد. با استفاده از مدل بالا می توان نشان داد که زاویه ی شیار باید بیشتر از یک زاویه ی بحرانی θ_c باشد تا از ناپدید شدن آن به علت پیشروی فرآیند نقش بندی بر روی یک سطح نرمال جلوگیری به عمل آورد. این زاویه ی بحرانی توسط رابطه ی زیر بیان می گردد:

$$\theta_c = \arcsin \left(\frac{V_G}{V_T} \right) \quad (19.4)$$

به عنوان مثال در مواد پلی استری زاویه ی بحرانی برای شیار ثبت شده در حدود $5-15^\circ$ می باشد. به علت قابلیت تغییر پذیری شرایط نقش بندی و آستانه ی انرژی از دست رفته، رفتار نقش بندی باید با استفاده از درجه بندی دو چشمه ی مشابه و انرژی ذره در اندازه گیری مورد توجه قرار گیرد. تعداد فاکتور های محیطی که وجود دارند که می توانند اثر قابل توجهی بر روی نقش بندی رد ذره بر جای بگذارند. برای مثال حساسیت آشکارساز های نقش بندی رد ذره به وجود یا عدم وجود اکسیژن در حین پرتو دهی بستگی دارد. تشکیل شیار ممکن است با به کار گیری میدان الکتریکی یا در معرض اشعه ی ماوراء بنفش قرار گرفتن افزایش یابد.

پیشینه‌ی دمایی مواد نقش بندی رد ذره نیز با اهمیت است. با نگهداشتن مواد در دمای بالا در چند دوره‌ی زمانی، شیارهای پنهان ممکن است تا نقطه‌ای گرم شوند و نقش بندی رد ذرات تشکیل نگردد. بدین گونه ممکن است آشکارسازهای نقش بندی شیار بعضی از رد ها را قبل آغاز اندازه گیری پاک کنند. از این رو یک پتانسیل در زمان ها و/یا دماهای بسیار بالا برای از دست دادن غیر عمدی شیار ها وجود دارد. به این علت که تابکاری (به شدت گرم کردن و بعد سرد کردن) خواص مواد نقش بندی شیار را به شدت تغییر می دهد، حتی بین دو نمونه‌ی متفاوت از یک ماده، خواص محو شدگی شیار ها باید به صورت آزمایشگاهی مورد بررسی قرار گیرد. از روی تجربه مشخص شده است که زمان لازم برای کسر شیارهای ناپدید شده را می توان با استفاده از رابطه‌ی زیر بیان کرد:

$$t = A \exp\left(\frac{U}{kT}\right) \quad (19.5)$$

که A و U خواص ثابت مواد و kT ثابت بولتزمان می باشد.

C. شمارش شیار ها و کاربرد آن ها:

اگر درجه‌ی بالایی از دقت یا اطلاعات با جزئیات بر روی قالب و یا طول شیار مورد نیاز باشد رویه‌ی شمارش دستی معمولاً مورد استفاده قرار می گیرد. شیارهایی با تراکم کمتر از $10^4/\text{cm}^2$ را می توان با یک میکروسکوپ ساده مورد شمارش قرار داد و یا اینکه از طریق یک روش تا حدی خسته کننده به وسیله یک میکروسکوپ نورافکنی، تصویر شیار حکاکی شده را بر روی یک پرده‌ی بزرگ نمایش می دهند. اگر مواد چاپی به صورت بصری شفاف باشند می توانند جایگزین شده و شمارش از روی چاپ عکاسی انجام گیرد.

چندین طرح خودکار برای شمارش ترک های چاپی وجود دارد. بسیاری از این ها بر پایه ی روش های بصری است که یک میکروسکوپ کنترلی کامپیوتری شیار ها را با استفاده از یک لوله ی تکثیر کننده ی فوتون و به صورت تکی مورد بازرسی قرار می دهد. یک نسخه آمیختن خودکار پویش و تمرکز است که پاره های شکافت را با دقت 98% در پلی استر مورد شمارش قرار می دهد. یک ماشین با دقت کمتر را می توان به صورت یک سیستم شمارش بصری تجاری تولید کرد.

برای بعضی آشکارساز های شیار-حکاکی فیلم نازک، شمارش خودکار را می توان در شمارش جرقه زن انجام داد. شیار ها به طور کامل به درون فیلم نازکی که برای ثبت به کار می رود، نفوذ می کنند. زمانی که فیلم به آرامی بین الکتروده های ولتاژ بالا جابجا می شود هنگامی که یک حفره ی حکاکی شده از بین الکتروده ها عبور می کند جرقه می زند. تعداد این تخلیه ی بار ها به صورت الکترونیکی و به نشانه ی تعداد کل شیار های حکاکی شده ثبت می گردند. روش های دیگری نیز بر پایه ی انتقال ذرات باردار از میان حفره های حکاکی شده وجود دارند.

اگر شمارش تک تک شیار ها مورد نیاز نباشد، دانسیته ی کل شیار ها را می توان به چندین طریق نشان داد. تضعیف ساده ی پرتوی نور موازی از میان فیلم نقش بندی، نمایش دانسیته ی شیار ها را میسر می سازد. روش دیگر بر پایه ی اندازه گیری مقاومت ویژه ی فیلم حکاکی بر روی یک ناحیه از سطح خودش می باشد. این روش ها می توانند برای نمایش تمامی فیلم های در معرض پرتو ذرات باردار برای مقاصد تشعشع سنجی مفید باشند. آشکارساز های شیار-حکاکی را می توان برای آشکارسازی نوترون با به کارگیری مبدل هایی همچون ${}^6\text{Li}$ و ${}^{10}\text{B}$ در اتصال با مواد ثبت کننده ی رد آلفا مورد استفاده قرار داد. متناوباً یک تراشه از مواد شکافت پذیر می تواند برای تولید پاره های شکافت به کار گرفته شود که به آسانی در مواد شیار-نقش بندی ثبت می گردد. اگر یک تراشه ی مبدل و مواد ثبت کننده در تماس نزدیک

نگهداری شوند، یک عکس از توزیع نوترون آشکارسازی شده بعد از نقش بندی تشکیل می گردد که یک تکنیک برای رادیولوژی نوترون می باشد.

X. آشکارسازی نوترون توسط فعال سازی:

آشکارساز های نوترون در فصول ۱۴ و ۱۵ مورد بحث قرار گرفتند که برای هر نوترون آشکارسازی شده یک پالس آنی به صورت خروجی می دهد. اندازه گیری نوترون را همچنین می تواند به صورت غیر مستقیم توسط مواد پرتوزایی صورت گیرد که با نوترون بر همکنش انجام می دهند. یک نمونه از ماده می تواند در معرض شار نوترون در یک دوره ی زمانی قرار بگیرد و سپس رادیو اکتیویته ی القایی به آن توسط روش هایی مرسوم می که در این متون آموزش داده شد، شمارش شود. پرتو های اندازه گیری شده را می توان به عنوان اطلاعات اولیه جهت تعداد و/یا توزیع انرژی نوترون های در زمینه ی اصلی به کار برد. موادی که در این روش به کار می روند را اصطلاحاً آشکارساز های فعال می نامند و کاربرد آن ها به تفصیل در متون مربوط به فیزیک نوترون همانند مرجع ۱۲۷ آورده شده است.

به این علت که سطوح مقاطع واکنش نوترون در انرژی های پایین نوترون، در بیشترین مقدار خود قرار دارند، آشکارساز های فعال ساز معمولاً جهت اندازه گیری نوترون های حرارتی به کار می روند. برای رسیدن به یک درجه ی بالا از حساسیت، موادی که برای این کار انتخاب می شوند دارای سطوح مقاطع بزرگی جهت وادار کردن نوترون به واکنش می باشند که منجر به اندازه گیری پرتوزایی می گردند. به این علت که مسافت آزاد میانگین نوترون درون مواد با سطوح مقاطع بزرگ، تا حدی کوچک است، جهت جلوگیری از ایجاد مزاحمت برای شار نوترون در هنگام اندازه گیری، ضخامت مواد را کم در نظر می گیرند. بنابراین هندسه ی معمول این مواد به صورت ورق های نازک یا سیم های با قطر کم می باشد.

A. فعال سازی و واپاشی:

در ساده ترین حالت، ورق یا سیم بسیار نازک می باشند تا احتمال بر همکنش برای نوترون ها به حداقل برسد. بنابراین شار نوترون بدون دست خوردگی باقی می ماند و نرخ برهمکنش فعال سازی R در میان ورق توسط رابطه ی زیر بیان می گردد:

$$R = \phi \Sigma_{act} V \quad (19.6)$$

که در این رابطه:

ϕ = متوسط شار نوترون در سطح ورق

Σ_{act} = سطح مقطع متوسط فعال سازی در طیف نوترون

V = حجم ورق

بنابراین نرخ فعال سازی بر واحد جرم یک شاخص مستقیم برای مقدار نوترون می باشد. با تابش زا شدن ورق، نوعی رادیواکتیویته ی هسته ای تشکیل می شود که منجر به واپاشی تابش زا می گردد. نرخ واپاشی به سادگی توسط رابطه ی λN داده می شود که λ ثابت واپاشی و N تعداد کل هسته های پرتوزای موجود می باشد. نرخ تغییرات N توسط اختلاف بین تشکیل و واپاشی در رابطه ی زیر آورده شده است:

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (19.7)$$

ما فرض کردیم که R ثابت بوده و دلالت بر این دارد که شار نوترون در حین پرتودهی تغییر نمی کند و از هر گونه برن آپ و کاهش تعداد هسته های هدف در حین اندازه گیری صرف نظر می گردد. حل معادله ی (۱۹،۷) تحت شرایط $N=0$ در $t=0$ عبارتست از:

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (19.8)$$

فعالیت A یک ورق با λN برابر است با:

$$A(t) = R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (19.9)$$

از این رو اکتیویته ی الغایی که با زمان تشکیل می گردد در شکل ۱۹-۲۴ نشان داده شده است و خط
مجانبی یا فعالیت اشباع برای پرتودهی با زمان بینهایت توسط رابطه ی زیر بیان می گردد:

$$A_{\infty} = R = \varphi \Sigma_{\text{act}} V \quad (19.10)$$

زمان پرتودهی باید ۳ یا ۴ برابر نیمه ی عمر اکتیویته ی القایی باشد تا اکتیویته ی ورق تقریباً 6-12% مقدار
اشباع گردد.

ما فرض کردیم که پیش رفتن پرتودهی برای زمان t_0 از زمانی که ورق با اکتیویته ی A_0 خارج می گردد
عبارتست از:

$$A_0 = A_{\infty}(1 - e^{-\lambda t_0}) \quad (19.11)$$

بعد از پرتودهی شار نوترون، ورق برای اندازه گیری اکتیویته به یک شمارنده ی پرتوی مناسب منتقل می
شود. از آنجایی که در حین این مرحله، اکتیویته به طور پیوسته واپاشی می کند، باید همراه با زمان
محاسبات با دقت انجام گیرد. اگر شمارش در فاصله ی زمانی بین t_1 و t_2 انجام گیرد، تعداد شمارش ها در
شکل ۱۹-۲۴ آورده شده است.

$$\begin{aligned} C &= \epsilon \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda(t - t_0)} dt + B \\ &= \epsilon \frac{A_0}{\lambda} e^{\lambda t_0} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) + B \end{aligned} \quad (19.12)$$

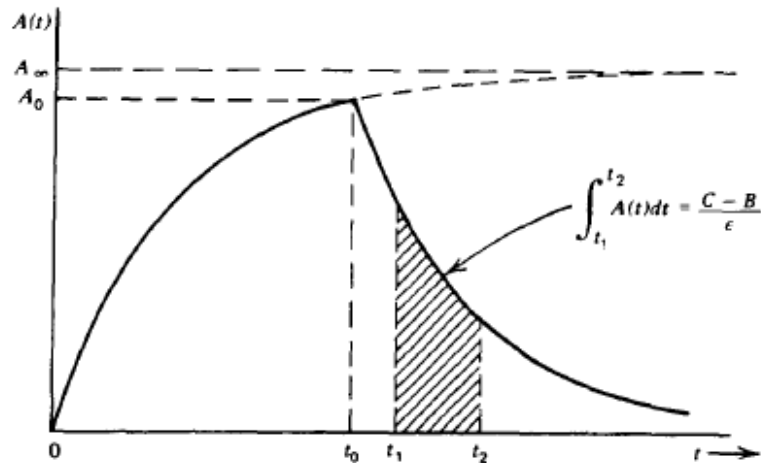


Figure 19.24 The activity of an activation detector after insertion in a constant neutron flux at time = 0 and removal at time = t_0 . The measured number of counts is proportional to the area under the decay curve between t_1 and t_2 . All times are measured from the start of irradiation at $t = 0$.

که در اینجا ϵ ضریب شمارش کل (شامل تمام اثرات خودجذبی) و B تعداد شمارش زمینه در بازه ی

t_1 - t_2 می باشد. با ترکیب معادلات ۱۹،۱۱ و ۱۹،۱۲ اکتیویته ی اشباع بدست می آید:

$$A_{\infty} = \frac{\lambda(C - B)}{\epsilon(1 - e^{-\lambda t_0})e^{\lambda t_0}(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (19.13)$$

که بزرگی شار نوترون از معادله ی ۱۹-۱۰ بدست می آید.

ورق های فعال سازی آشکارساز هایی هستند که نمی توانند اطلاعاتی در رابطه با تغییرات زمانی شار

نوترون در دوره ی پرتو دهی ارائه دهند. مزیت این آشکارساز ها اندازه ی کوچک، حساس نبودن به پرتو

های گاما و قیمت پایین آن هاست. آن ها همچنین می توانند پرتو دهی بسیار بالای محیط را تحمل کنند در

جایی که ممکن است آشکارساز های دیگر از کار بیافتند. مزیت دیگر این نوع از آشکارساز ها این است که

نیاز به ارتباط الکتریکی به محیط خارج ندارند. ورق های فعال همچنین به طور گسترده ای برای نقشه

برداری فضایی تغییرات حالت پایای شار نوترون در قلب راکتور به کار می روند که در آن جا دما و فشار

در نهایت خود قرار داشته و فضای محدود باعث می گردد که به کار گیری انواع دیگر آشکارساز ها با محدودیت مواجه گردند (فصل ۱۴).

روش های آشکارسازی بر پایه ی اجزای مدار مجتمع:

A. تشعشع سنج ذخیره ی مستقیم یون:

تشعشع سنج ذخیره ی مستقیم یون (DIS) بر پایه ی ترکیب اتاقک یون پر شده از گاز با یک سلول حافظه ی نیمه رسانای غیر فرار می باشد. این دستگاه های پایه سیلیکونی (که به اسامی EPROM، EEPROM، یا ذخیره ی فلش شناخته می شوند) در سال ۱۹۹۰ برای ذخیره ی اطلاعات آنالوگ به بازار آمدند به طور گسترده ای در صنایع الکترونیک و ضبط صدا به کار می رفتند. در مقابل سلول های ذخیره استاندارد که می توانند فقط یک بیت از اطلاعات دیجیتالی را ذخیره سازی نماید، EEPROM ها دارای قابلیت ذخیره سازی ولتاژ های متغیر آنالوگ برای زمان های نامحدود می باشند. در این پیکربندی استاندارد، EEPROM شامل ساختاری است که در شکل ۱۹-۲۶ الف نشان داده شده است.

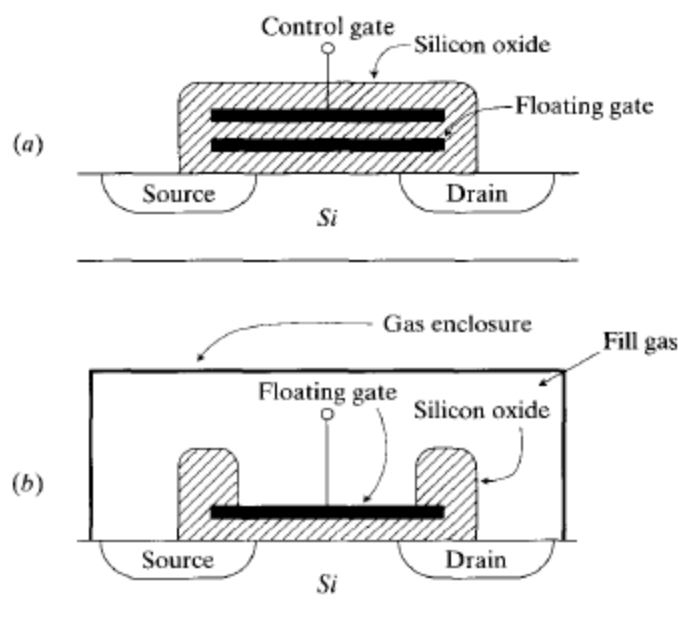


Figure 19.26 (a) Configuration of a non-volatile memory cell (EEPROM). (b) The direct ion storage dosimeter (DIS) consisting of the combination of a gas-filled ion chamber and an EEPROM.

اطلاعات به صورت بار بر روی دروازه ی معلق ذخیره سازی می گردد که به صورت کامل توسط اکسید سیلیکون پوشیده شده است. در ابتدا بار بر روی دروازه ی شناور توسط الکترون های تزریق شده با فرآیند تونل زدن در میان اکسید، قرار می گیرد. تا زمانی که مسیری برای تخلیه ی بار وجود نداشته باشد، این بار ها برای سالیان طولانی در همینجا باقی خواند ماند. بار های ذخیره شده ی مغناطیسی را می توان به صورت غیر مخربی توسط نظارت بر جریان بین چشمه و محل تخلیه، اندازه گیری کرد.

برای به کارگیری تشعشع سنج DIS، EEPROM در نبود کنترل دروازه اصلاح گردیده است و یک دهانه در لایه ی اکسید برای در معرض اشعه قرار گرفتن بالای سطح دروازه ی شناور تعبیه گردیده است. این سطح در تماس با یک گاز می باشد که دارای یک پوشش رسانای بیرونی است و یک اتاقک یونش کوچک را با هم تشکیل می دهند (شکل ۱۹-۲۶ ب). چنانچه یک ولتاژ اولیه بر روی دروازه قرار گیرد یک میدان الکتریکی سرتاسر حجم گاز را فرا خواهد گرفت که برای جداسازی جفت یون های تشکیل شده توسط تابش های یونیزان به کار گرفته می شوند. بار های یونیزان جمع آوری شده برای تخلیه ی بار دروازه ی

شناور به کار می رود و تغییر در اتصال چشمه و محل تخلیه را می توان در واحد خوانش الکترونیک اندازه گیری نمود.

B. تشعشع سنج MOSFET:

ساختار یک ترانزیستور اکسید نیمه رسانا با اثر میدان (MOSFET) در شکل ۱۹-۲۷ نمایش داده شده است.

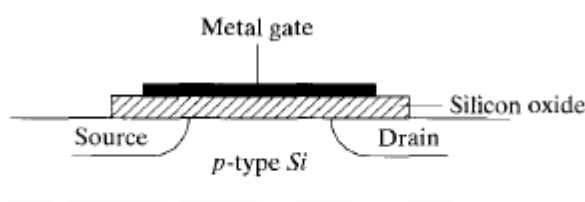


Figure 19.27 Configuration of a metal oxide semiconductor field effect transistor (MOSFET).

این موضوع در سال ۱۹۷۴ پیشنهاد گردید که این ساختار می تواند به عنوان وسیله ای برای اندازه گیری پرتودهی تجمعی با تابش یونیزان به کار گرفته شود. تا زمانی که اندازه ی کوچک و وابستگی به غیر حساسیت در مقایسه با دیگر روش های اندازه گیری مطرح باشد، دستگاه های MOSFET کاربرد بسیار گسترده ای به عنوان تشعشع سنج های تجمعی برای تجهیزات فضایی و اندازه گیری پرتودهی پرتو های ایکس و گامای پزشکی دارند. این دستگاه ها همچنین اگر در مجاورت مبدل لایه ی هیدروژن قرار گیرند با تولید فوتون رفتن به حالت پایه، نسبت به نوترون های سریع حساس خواهند بود.

قاعده ی کلی تکنیک اندازه گیری شامل نظارت بر آستانه ی ولتاژ دروازه است که فقط اجازه می دهد جریان بین چشمه و محل تخلیه برقرار گردد. در حین پرتودهی تایش یونیزان، جفت های الکترون حفره در لایه ی مجزا کننده ی اکسید سیلیکون بلافاصله در زیر دروازه تشکیل می گردد. اگر در حین پریود پرتودهی تمایل مثبت ولتاژ به دروازه اعمال گردد، گرایشی به وجود می آید که این بار ها از یکدیگر جدا

گردند. این الکترون ها به سوی دروازه جابجا خواهند شد و حفره ها به سمت سیلیکون- SiO_2 حرکت می کنند که تمایل به گیر افتادن و تشکیل بار مثبت دارند. اثر این بار سبب یک شیفت در مقدار منفی ولتاژ آستانه ی دریچه می گردد و مقدار این شیفت ولتاژ برای اندازه گیری دوز خطی به کار می رود.

یک MOSFET ساده دمای قابل ملاحظه ای را نشان می دهد که به ولتاژ آستانه وابسته است، اما این اشکال را می توان با به کارگیری یک ساختار متشکل از دو MOSFET بر روی تراشه های سیلیکون مشابه به کار برد. این دو با ولتاژ های بایاس متفاوت کار می کنند و وابستگی دمایی آن ها با استفاده از پاسخ متفاوت آن ها به دوز اندازه گیری شده، جبران می گردد.

C. سلول های حافظه به عنوان آشکارساز:

دانشمندان برای چندین دهه بر این باور بودند که بار یونیزه شده ای که توسط یک ذره ی باردار تشکیل می شود، می تواند وضعیت یک سلول حافظه ی دیجیتالی را تغییر دهد. این رویداد اختلال همچنین می تواند توسط ذرات آلفایی روی دهد که به وسیله ی ناخالصی های رادیواکتیو موجود در مواد سازنده ی سلول ساطع می گردند و یا اینکه ممکن است توسط وقایع خارجی همچون ذرات باردار پر انرژی موجود در پرتو های کیهانی یا تابش زمینه در فضای پایه ی دستگاه به وجود بیاید. یک ذره ی منفرد آلفا می تواند یک یون باردار بالغ بر یک میلیون جفت الکترون حفره در طول مسیر اثر خود به وجود بیاورد (فصل ۱۱).

با افزایش تراکم صفوف و آرایش حافظه یک کاهش متناظر با سائز بسته های بار روی می دهد که به صورت اطلاعات دیجیتالی ذخیره شده و در نتیجه باعث افزایش حساسیت سلول برای این رویداد اختلال گردد. یک از دستاورد ها، مواد کپسولی سیلیکونی است که برای ساخت تراشه های حافظه به کار می روند که آلودگی های رادیواکتیو بسیار کم آلفا را با دقت نمایش می دهد تا احتمال اختلال را به حداقل برساند.

ابعاد سلول حافظه دستیابی مستقیم پویا (dRAM) از مرتبه ی چند میکرومتر می باشد. این سلول شامل سنسور خازنی و ترانزیستور همراه است و حالت دودویی آن توسط حضور یا عدم حضور بسته های بار ذخیره شده بر روی خازن نمایش داده می شود. سبک معماری آن مستعد نشانی یابی و خواندن مراحل هر سلول یا تغییر هر حالت است. به علت نشت بار از خازن، زمانی که بار سلول خوانده و تقویت گردید و دوباره بر روی سلول باز نویسی شد (از این رو واژه ی پویا در بالا بیان گردید) باید در یک چرخه ی در حدود چند میلی ثانیه رفرش گردد.

در سال ۱۹۸۰ dRAM ها برای آشکارسازی ذره پیشنهاد گردیدند. یک ذره ی باردار می تواند وضعیت حافظه ی سلول را تغییر دهد اگر یون بارداری که تولید شده در ناحیه حساس سلول قرار گیرد. تراشه های حافظه ای تجاری معمولاً یک لایه ی محافظ بر روی سطح دارند و این لایه باید برداشته شود تا ذرات ضعیف بتوانند نفوذ کرده و ناحیه ی حساس برسند. راندمان آشکارسازی ذرات آلفا با انرژی 5Mev بر روی سطح خازن ذخیره سازی تا 50% می رسد. انواع دیگری از تراشه که به نام حافظه های دستیابی تصادفی ایستا (SRAM) نامیده می شوند و برای آشکارسازی ذرات به کار می روند، که شامل یک آشکارساز موقعیت حساس بوده و یک عکس مستقیم از اشعه ی یونی با شدت پایین تهیه می کند. امکان ترکیب یک تراشه ی مبدل نوترون با یک آرایش حافظه برای عکسبرداری از نوترون نیز وجود دارد.